



Tests et étude des performances du pré-échantillonneur central d'ATLAS

Bouchra Belhorma

► To cite this version:

Bouchra Belhorma. Tests et étude des performances du pré-échantillonneur central d'ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. Français. NNT: . tel-00005401

HAL Id: tel-00005401

<https://theses.hal.science/tel-00005401>

Submitted on 19 Mar 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER, GRENOBLE 1
SCIENCES ET GÉOGRAPHIE**

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Discipline : Physique

Spécialité : Physique expérimentale et instrumentation

Présentée et soutenue par :

Bouchra BELHORMA

Le 20 septembre 2000

**Tests et étude des performances du pré-échantillonneur central
d'ATLAS**

COMPOSITION DU JURY

M. F. MERCHEZ	Président
M. P. FASSNACHT	Rapporteur
M. D. FOURNIER	Rapporteur
M. J.Y. HOSTACHY	Directeur de thèse
M. J. CHAUVIN	
Mme R. CHERKAoui	

Thèse préparée au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires, à Grenoble.

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord mon directeur de thèse Jean-Yves HOSTACHY d'avoir suivi au quotidien mon travail et pour ses conseils et ses encouragements qui m'ont beaucoup apporté. Je suis sincèrement reconnaissante envers Johann COLLOT pour ses discussions et ses remarques qui m'ont été très utiles. Mes remerciements vont également à tous les membres du groupe ATLAS de l'ISN : Marie-Laure ANDRIEUX, Paul de SAINTIGNON, Arnaud FERRARI, Sébastien JAN, Fairouz MALEK-OHLSON, Philippe MARTIN et Jean-François MURAZ pour leurs encouragements et leur sympathie.

Je remercie vivement Monsieur Joel CHAUVIN, directeur de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, de m'avoir acceptée au sein de son laboratoire, et d'avoir bien voulu participer à mon jury de thèse. Mes remerciements vont aussi à Messieurs et Madame les membres de jury : Patrick FASSNACHT et Daniel FOURNIER d'avoir accepté d'être les rapporteurs, Rajaa CHERKAOUI, et Fernand MERCHEZ.

Je remercie vivement les membres de la collaboration ATLAS que j'ai eu l'occasion de rencontrer au CERN. Je pense particulièrement à Christophe de LA TAILLE, Fabiola GIANNOTTI, Delphine NICOD, Gaston PARROUR, Laurent SERIN, Stefan SIMION et Jérôme SCHWINDLING pour leur aide et leurs discussions fructueuses.

Finalement, j'adresse mes vifs remerciements à ma famille et à tous mes collègues qui m'ont encouragée et ont ainsi contribué au plaisir de réaliser ce travail.

Table des matières

1	QUELQUES ASPECTS THÉORIQUES DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES	3
1.1	Les particules élémentaires	3
1.1.1	Les particules de matière	3
1.1.2	Les particules d'interaction	4
1.2	Concept de masse	5
1.3	Modèle standard	6
1.4	Modèle standard supersymétrique minimal	8
2	LE DÉTECTEUR ATLAS AU LHC	11
2.1	Le "Large Hadron Collider"	11
2.2	La physique au LHC	12
2.3	Le détecteur ATLAS	15
2.3.1	Le détecteur interne	16
2.3.2	Les calorimètres	18
2.3.2.1	Le calorimètre électromagnétique	19
2.3.2.2	Le calorimètre hadronique	23

2.3.3	Le spectromètre à muons	25
2.3.4	Le déclenchement et l'acquisition de données	26
3	LE PRÉ-ÉCHANTILLONNEUR CENTRAL D'ATLAS	29
3.1	Introduction	29
3.2	Le pré-échantillonneur central d'ATLAS	30
3.3	Les modules	33
3.4	Les électrodes	34
3.4.1	Les anodes	34
3.4.2	Les cathodes	35
3.5	Les cartes-mères	37
3.6	Le câblage	41
3.7	Principe de fonctionnement	43
3.8	Électronique de lecture	44
4	TESTS DE VALIDATION ET DE CARACTÉRISATION DES MODULES ET DES SECTEURS DU PRÉ-ÉCHANTILLONNEUR	47
4.1	Introduction	47
4.2	Tests de validation des secteurs et de leurs composants	47
4.2.1	Généralités	47
4.2.2	Tests des cartes-mères	48
4.2.3	Tests des modules	50
4.2.3.1	Tests d'isolation électrique	50
4.2.3.2	Vérification des connexions HT	50

4.2.4	Tests des secteurs	54
4.2.4.1	Tenue à la haute tension	58
4.2.4.2	Mesures d'étalonnage	58
4.2.4.3	Mesure du bruit	62
4.2.4.4	Vérification des connexions HT	62
4.3	Étude des performances techniques du pré-échantillonneur	66
4.3.1	Tests réalisés à Grenoble	66
4.3.1.1	Étude de la réponse à un signal test de forme triangulaire	66
4.3.1.2	Mesure du bruit	68
4.3.1.3	Les effets de diaphonie	69
4.3.2	Tests réalisés au CERN en novembre 98	73
4.3.2.1	Étude de la réponse à un signal test de forme exponentielle	73
4.3.2.2	Calcul et mesure du gain	75
4.3.2.3	Mesure du bruit	77
4.3.2.4	Mesure du bruit à partir de la matrice de covariance	79
4.3.2.5	Les effets de diaphonie	82
5	TESTS EN FAISCEAU AU CERN	85
5.1	Introduction	85
5.2	Étalonnage	88
5.2.1	Calcul et mesure du gain	88
5.2.2	Mesure du piédestal	91

5.3	Analyse des données physiques et simulations	91
5.3.1	La mesure de l'énergie	92
5.3.2	Le choix de la taille de la matrice de cellules de détection "cluster"	93
5.3.3	Les critères de sélection	97
5.3.4	L'optimisation du poids du pré-échantillonneur	97
5.3.5	Les corrections sur la mesure de l'énergie moyenne	100
5.3.6	La linéarité de la réponse du détecteur à $(\eta, \phi)=(0,943, 0,255)$	101
5.3.7	La résolution en énergie	103
5.3.8	Comparaison entre la résolution en énergie mesurée et simulée	104
5.3.9	Les fractions d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans le calorimètre électromagnétique	106
5.3.10	Analyse des données prises avec plus de matière en amont du détecteur	109
5.3.10.1	La linéarité de la réponse du détecteur	109
5.3.10.2	Les résolutions en énergie simulée et mesurée	110
5.3.10.3	Les fractions d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans le calorimètre électromagnétique	111
5.3.11	La largeur des gerbes dans le calorimètre	113
5.3.12	L'uniformité de la réponse	113
5.4	Conclusion	116

Introduction

La physique des particules a pour objectif d'étudier les propriétés des constituants élémentaires de la matière et les interactions auxquelles ils sont soumis. Le modèle standard - le modèle théorique le plus complet actuellement connu - a été en partie vérifié avec une bonne précision grâce au collisionneur LEP (Large Electron Positron Collider) du CERN. Toutefois, certaines questions restent encore posées, parmi lesquelles l'origine et la disparité des masses des particules. Selon ce modèle, la masse des particules élémentaires serait due à leur interaction avec un champ appelé champ de Higgs auquel est associée une particule dite boson de Higgs. Celle-ci n'a jamais été observée jusqu'à présent. Son observation constituerait une découverte remarquable du début du nouveau millénaire.

La construction du LHC (Large Hadron Collider) au CERN représente l'un des grands défis scientifiques et technologiques actuels. Au LHC deux faisceaux de protons de 7 TeV chacun entreront en collision toutes les 25 ns, permettant d'atteindre un domaine en énergie encore inexploré jusque-là et, éventuellement, d'ouvrir la voie vers une physique nouvelle.

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) sera l'un des détecteurs qui équiperont le LHC. Il est actuellement en construction et devrait être opérationnel en 2005. Outre l'observation du boson de Higgs et l'exploration de ses propriétés, ATLAS est conçu comme un détecteur généraliste, apte à exploiter au mieux le potentiel offert par le LHC ; il devrait permettre l'observation de nouvelles particules (par exemple les particules supersymétriques) et l'étude de nombreux processus physiques tels que la violation de CP.

Le pré-échantillonneur central, sur lequel j'ai travaillé durant mes 3 années de thèse, est une couche de détection qui sera placée devant le calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Son rôle est d'améliorer la résolution en énergie du calorimètre en prenant en compte la perte d'énergie des particules dans la matière inerte due à la présence du trajectomètre interne, des aimants supraconducteurs et des parois du cryostat. La correction est obtenue en mesurant le signal provenant du début de la gerbe dans un petit échantillon actif de 11 mm d'argon liquide. Le pré-échantillonneur central a une forme polygonale réalisée par 32 secteurs azimutaux identiques par demi-tonneau ; il fait 6,2 m de long, 2,9 m de diamètre, et environ 23 mm d'épaisseur. Son rôle est déterminant surtout pour les particules de faibles énergies ($E < 200$ GeV).

La construction du pré-échantillonneur se fait en collaboration entre plusieurs laboratoires : le KTH de Stockholm est responsable de la production des électrodes ; les universités de Casablanca et de Rabat et le CNESTEN de Rabat ont la charge de tester les électrodes et d'équiper les anodes de leurs résistances de protection ; l'ISN maître d'œuvre de la collaboration a en charge la construction des modules et des cartes-mères ; les secteurs du pré-échantillonneur sont assemblés simultanément au KTH et à l'ISN. Le montage et les tests des différents composants du pré-échantillonneur ont nécessité la réalisation d'un banc de test sophistiqué dont le rôle est de valider chacun des éléments durant les différentes phases de construction, ainsi que les secteurs une fois assemblés. Une partie de mon travail a porté sur la mise au point de ces tests ainsi que l'étude des performances électroniques. Deux secteurs ont été construits à l'ISN puis testés en faisceau au CERN en 1998 puis en 1999. Je présenterai une analyse des données illustrant les performances et le rôle du pré-échantillonneur.

Le premier chapitre contient quelques notions et aspects de la physique des particules. Une description des différents sous-détecteurs constituant ATLAS est donnée dans le chapitre 2, suivie d'une description plus détaillée du pré-échantillonneur dans le chapitre 3. Le chapitre 4 décrit les tests et le dispositif qui permettent de valider les composants du pré-échantillonneur, et donne quelques résultats sur les performances techniques obtenues à partir des tests effectués au CERN en 1998. Finalement, le chapitre 5 montre les résultats des analyses des tests en faisceau qui ont été effectués au CERN en août 1999. Ces résultats sont comparés aux prédictions obtenues à partir de simulations Monte Carlo.

Chapitre 1

QUELQUES ASPECTS THÉORIQUES DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

1.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires actuellement connues peuvent être classées en deux groupes :

- 1- les fermions de spin demi-entier qui constituent la matière.
- 2- les bosons de spin entier qui véhiculent les forces entre les particules de matière.

Chaque particule a son anti-particule avec laquelle elle peut s'annihiler.

1.1.1 Les particules de matière

Les particules de matière sont des fermions. Elles obéissent au principe d'exclusion de Pauli et donc elles ne peuvent occuper le même état quantique. Elles constituent les "briques" de la matière. On peut les classer en 3 familles auxquelles on doit ajouter 3 anti-familles composées par les anti-particules des familles précédentes et formant donc l'anti-matière. Chaque famille se compose de 2 quarks et de 2 leptons dont un neutrino (voir tableau 1.1). Quarks et leptons chargés sont massifs ce qui semble naturel pour des particules dites de "matière". Le cas des neutrinos semble toutefois être beaucoup plus énigmatique puisque jusqu'à présent on a pu seulement mettre des limites supérieures à leur masse. Les quarks possèdent un nombre quantique de couleur prenant les valeurs rouge, bleu et vert. Ce nombre a été introduit pour sauver le principe d'exclusion de Pauli suite à la découverte des résonances $\Delta^{++}(\text{uuu})$ et $\Omega^{-}(\text{sss})$. Les quarks ne peuvent jamais exister à l'état libre, ils se combinent pour former soit

des baryons composés de trois quarks ou trois anti-quarks, soit des mésons composés d'un quark et d'un anti-quark.

TAB. 1.1 – Les trois familles des particules de matière [1].

		Famille		
		I	II	III
Leptons	particule	électron (e)	muon (μ)	tau (τ)
	masse	0,511 MeV	105,66 MeV	1777,05 MeV
	charge électrique	-1	-1	-1
	particule	neutrino (ν_e)	neutrino (ν_μ)	neutrino (ν_τ)
Quarks	masse	$< 15 \text{ eV}$	$< 0,17 \text{ MeV}$	$< 18,2 \text{ MeV}$
	charge électrique	0	0	0
	particule	u (up)	c (charme)	t (top)
	masse	1,5 - 5 MeV	1,1 - 1,4 GeV	173 GeV
	charge électrique	2/3	2/3	2/3
	particule	d (down)	s (strange)	b (bottom)
	masse	3 - 9 MeV	60 - 170 MeV	4,1 - 4,4 GeV
	charge électrique	-1/3	-1/3	-1/3

1.1.2 Les particules d'interaction

Ces particules sont échangées lors des processus d'interaction. Elles permettent l'échange d'énergie ou de quantité de mouvement ainsi que d'autres caractéristiques en fonction du type d'interaction. On montre que leur spin est entier et on peut même les condenser dans leur état fondamental (condensation de Bose-Einstein). Ces particules constituent le "ciment de la matière".

Il existe 4 types d'interaction fondamentale :

1- l'interaction électromagnétique : elle agit entre les particules possédant une charge électrique ou un moment magnétique non nul. Elle est transmise par l'échange de photons, particules de spin 1 et de masse nulle.

2- l'interaction faible : elle est responsable de la radioactivité β . Elle a été unifiée avec la force électromagnétique en 1967 par Weinberg et Salam [2] qui ont suggéré qu'en plus du photon, il existerait 3 autres particules de spin 1 connues sous le nom de bosons vectoriels et d'environ 100 GeV chacun. Ces bosons ont été mis en évidence au CERN en 1983 et sont donc les médiateurs de l'interaction faible. Toutefois à très haute énergie, après restauration de certaines symétries, le modèle de Weinberg-Salam, appelé modèle standard, prévoit que ces particules perdent leur masse.

3- l'interaction forte : elle est responsable du confinement des quarks à l'intérieur des hadrons et assure donc leur cohésion. Les gluons sont les bosons messagers de cette interaction. Il existe 8 variétés de gluons de masse nulle et de spin 1.

4- l'interaction gravitationnelle : c'est une force universelle que chaque particule ressent en fonction de sa masse et de son énergie. Elle est toujours attractive, de faible intensité et peut agir à très grandes distances. Elle est supposée être véhiculée par un boson de spin 2 et de masse nulle appelé graviton. Ce dernier n'a pas encore été mis en évidence.

1.2 Concept de masse

L'équation d'Einstein $E=mc^2$ traduit le fait qu'énergie et matière sont les 2 faces d'une même entité. La matière étant en quelque sorte une forme "cristallisée" de l'énergie. Toutefois à l'époque d'Einstein, les masses des particules élémentaires étaient encore interprétées comme des constantes universelles de la nature et donc comme des entités intrinsèques sans aucune justification sur leur origine. Ce n'est que depuis l'apparition du modèle standard que la préoccupation des processus physiques à l'origine des masses des particules élémentaires s'est réellement faite ressentir. Pourtant la notion de masse effective, largement utilisée par exemple en physique nucléaire, ouvrait déjà une voie à certaines interprétations. L'exemple heuristique de l'émission d'ondes électromagnétiques à partir d'une antenne couplée à un générateur et placée dans un plasma ou même dans l'ionosphère illustre fort bien ce phénomène [3]. Tant que la fréquence d'oscillation du générateur est inférieure à la fréquence plasma ($\omega_p^2 = Ne^2/\epsilon_0 m$ où N est la densité des électrons, e et m la charge et la masse d'un électron), les électrons libres du milieu auront le temps de se déplacer et d'annuler le champ appliqué. Ce n'est que lorsque la fréquence d'oscillation du générateur est supérieure à la fréquence plasma, qu'il y aura propagation d'une onde électromagnétique. On montre alors que la relation de dispersion est :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et k le module du vecteur d'onde. Cette relation est tout à fait semblable à celle d'une particule libre de masse $m = \hbar\omega_p/c^2$:

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$$

Ainsi les photons dans le milieu en question se comportent exactement comme des particules massives et ils ne pourront par ailleurs être "matérialisés" que si leur énergie totale est supérieure à celle correspondant à leur masse. Tout aussi révélateur est le cas de l'effet Debye [4]. On montre alors que le champ électrostatique dû à chaque charge élémentaire d'un électrolyte est "écranté" et que sa forme est :

$$V(r) = \frac{e}{r} e^{-\mu r}$$

Cette forme est tout a fait semblable à celle d'un champ de Yukawa en physique nucléaire où μ représente la masse d'un pion, "médiateur" de l'interaction nucléaire. Le milieu "d'écrantage" : plasma, ionosphère ou électrolyte, serait dans le cas des particules élémentaires le vide lui-même, ou plus exactement le champ de Higgs contenu dans le vide.

1.3 Modèle standard

Le modèle standard décrit les interactions entre toutes les particules actuellement connues. Le groupe de symétrie mis en jeu est $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ où $SU(3)_c$ décrit les interactions fortes entre les particules portant une charge de couleur, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est le groupe électrofaible résultant de l'unification des forces faibles et électromagnétiques. En fait, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est réalisée qu'à très haute énergie. Les bosons intermédiaires (messagers de l'interaction faible) ne sont alors pas massifs, dans le cas contraire la symétrie de jauge locale associée au groupe $SU(2)_L$ serait violée. Lorsqu'on descend en énergie, cette symétrie se brise spontanément. Seule subsiste une symétrie $U(1)_{em}$ (combinaison entre la composante neutre de $SU(2)_L$ et de $U(1)_Y$). Cette dernière symétrie entraîne l'existence d'un boson de jauge ou d'interaction de masse nulle, en l'occurrence le photon. Ajoutons qu'une théorie sous-tendue par des symétries de jauge locales est renormalisable, c'est-à-dire prédictive quel que soit la complexité ou l'ordre des diagrammes décrivant un processus physique.

Le modèle standard est décrit par le Lagrangien [5] :

$$L_{ef} = L_{jauge} + L_{BS} + L_{fermions}$$

où :

- L_{jauge} est le Lagrangien propre des champs d'interaction (terme cinétique) :

$$L_{jauge} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu}$$

avec :

- * $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ où B_μ représente le champ d'interaction associé à $U(1)_Y$.
- * $\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g\vec{W}_\mu \wedge \vec{W}_\nu$ où \vec{W}_μ représente les trois champs d'interaction associés à $SU(2)_L$. Il existe donc des termes d'interaction trilineaires et quadrilineaires des champs vectoriels avec eux-mêmes. Ces termes, du fait que l'algèbre utilisée n'est pas abélienne, sont nécessaires pour que la théorie soit renormalisable.

- L_{BS} est le Lagrangien décrivant un doublet de champs scalaires complexes Φ , appelé champ de Higgs et dont le rôle est de provoquer une brisure de symétrie.

$$L_{BS} = (D^\mu \Phi)^*(D^\mu \Phi) - V(\Phi^* \Phi)$$

avec :

$V(\Phi^*\Phi) = \mu^2\Phi^*\Phi + \lambda(\Phi^*\Phi)^2$ où $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Ce terme est appelé potentiel de Higgs.

$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{2}\vec{W}_\mu \vec{\sigma} + \frac{g'}{2}\vec{B}_\mu$ est la dérivée covariante.

- $L_{fermions}$ (ou L_{Yukawa}) est introduit pour attribuer les termes de masse aux fermions par couplage au champ de Higgs.

$$L_{fermions} = \sum_{i=1} -G_i(\bar{\psi}_L^i \Phi \psi_R^i + \bar{\psi}_R^i \Phi \psi_L^i)$$

conférant aux leptons chargés et aux quarks une masse $m_i = \frac{G_i v}{\sqrt{2}}$. Le modèle standard permet ainsi de générer des masses aux bosons et aux fermions.

Conséquences du modèle standard :

a- Dans la dérivée covariante D_μ , les constantes d'interaction g et g' sont de même ordre de grandeur que la constante de couplage électromagnétique e ($e = g \sin\theta_W$ et $e = g' \cos\theta_W$ où θ_W est l'angle de Weinberg $\sin\theta_W \simeq 0,5$). En fait, la "faiblesse" de l'interaction faible résulte non pas des constantes de couplage qui la caractérisent mais de la masse élevée des bosons intermédiaires. Ainsi, si le produit scalaire du quadrivecteur moment transféré ($q^\mu q_\mu$) est faible devant la masse des bosons intermédiaires alors l'intensité d'un processus physique représenté par un diagramme du premier ordre est approximativement proportionnelle à $g^2/M_{W,Z}^2$. Il est donc raisonnable que ce modèle conduise à une constante de Fermi proportionnelle à ce rapport : $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$. Toutefois, à très haute énergie, c'est-à-dire pour des produits scalaires $q^\mu q_\mu$ très supérieurs à la masse des bosons intermédiaires, le couplage s'exprime uniquement en $g^2 \sim e^2$ et le comportement du processus physique est en $1/q^\mu q_\mu$, c'est-à-dire tout à fait semblable à celui de l'interaction électromagnétique, ce qui permet d'unifier les deux forces en une seule. Le comportement en $1/q^\mu q_\mu$ à haute énergie règle aussi le problème de l'unitarité, c'est-à-dire empêche les sections efficaces de croître trop rapidement en fonction de l'énergie. En effet toute section efficace est reliée à une probabilité d'interaction qui par définition ne peut être plus grande que l'unité.

b- On montre que l'état d'énergie minimale (ou nouveau vide) introduit par le potentiel de Higgs $V(\Phi^*\Phi)$ correspond à un ensemble dégénéré d'états. Le système va choisir l'un de ces états, mais les équations autour de ce nouveau vide perdent leur symétrie originelle. Le mécanisme de Higgs induit donc une brisure spontanée de symétrie. Néanmoins, il a été démontré que les propriétés d'unitarité et de renormalisation sont conservées même après le phénomène de brisure de symétrie [6]. L'un des choix possibles de vide est représenté par le doublet $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ où $v = \sqrt{-\mu^2/2\lambda}$ est appelé valeur moyenne dans le vide.

c- En développant l'expression du Lagrangien autour du nouveau vide on obtient les termes

de masse suivants :

* $M_{W^\pm} = \frac{1}{2}gv$ pour les bosons intermédiaires chargés, soit $\simeq 80$ GeV.

* $M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{M_W}{\cos\theta}$ pour le boson intermédiaire neutre, soit $\simeq 90$ GeV.

* Le champ d'interaction $A_\mu = (gB_\mu - g'W_\mu^3)/\sqrt{g^2 + g'^2}$ reste non massif et est associé au photon.

* Du doublet initial des champs scalaires complexes, il ne reste qu'un seul champ réel auquel on associe une particule appelée boson de Higgs. Sa masse $M_H = v\sqrt{2}\lambda$ est indéterminée car λ n'est pas connu expérimentalement. Les trois degrés de liberté associés aux trois autres champs de Higgs, emportés dans le processus de brisure, sont récupérés par les composantes d'hélicité nulle des trois bosons intermédiaires. En effet cette composante est interdite si la masse des bosons intermédiaires est nulle.

L'observation des bosons intermédiaires W^\pm et Z^0 et la mesure de leur masse au CERN, en plein accord avec les prédictions théoriques, fut une grande réussite pour ce modèle. La valeur du rapport $\rho = M_W^2/M_Z^2\cos\theta_w = 1$ est confirmée expérimentalement avec une très bonne précision [1]. Néanmoins certaines questions restent encore posées parmi lesquelles celles concernant la disparité (ou hiérarchie) des masses des fermions : de $m_{\nu_e} < 15$ eV à $m_t = 173$ GeV. Ceci pourrait s'expliquer par l'existence de plusieurs multiplets de Higgs, conduisant à plusieurs échelles v_j de brisure de symétrie. Les fermions obtiendraient alors leurs masses en interagissant avec les différents champs de Higgs, et la hiérarchie des masses serait due aux différentes valeurs de v_j (valeurs moyennes dans le vide associées à chaque multiplet) plutôt qu'aux différents couplages de Yukawa G_i .

1.4 Modèle standard supersymétrique minimal

La supersymétrie est une nouvelle symétrie. En fait "c'est la seule extension non triviale du groupe de Poincaré qui soit compatible avec les axiomes de la théorie quantique des champs" [7]. Elle permet de transformer les bosons en fermions et inversement [8]. La supersymétrie entraîne l'existence de nombreux partenaires classés en supermultiplets $\{B_i, F_i\}$ contenant donc à la fois des bosons et des fermions. Le tableau 1.2 donne une liste non-exhaustive de super-partenaires.

Certaines particules physiques pourraient être en fait des combinaisons linéaires des états "Sparticules" portés dans le tableau 1.2, par exemple :

$$\begin{aligned} \text{Charginos : } \chi^\pm &= \alpha\tilde{H}^\pm + \beta\tilde{W}^\pm \\ \text{Neutralinos : } \chi_i^0 &= \alpha_i^1\tilde{h}^0 + \alpha_i^2\tilde{H}^0 + \beta_i\tilde{\gamma} + \delta_i\tilde{Z} \end{aligned}$$

Il est à noter qu'aucune Sparticule n'a pu être mise en évidence à ce jour, ce qui pourrait s'expliquer par des masses élevées. Néanmoins, il y a de fortes présomptions pour que la

TAB. 1.2 – Particules et Sparticules associées

Particle	Spin	Sparticule	Spin
lepton : l	1/2	slepton : \tilde{l}	0
quark : q	1/2	squark : \tilde{q}	0
photon : γ	1/2	photino : $\tilde{\gamma}$	1
boson : W^\pm	1	wino : \tilde{W}^\pm	1/2
boson : Z	1	zino : \tilde{Z}	1/2
gluon : g	1	gluino : \tilde{g}	1/2
graviton	2	gravitino	3/2
higgs : h^0	0	higgsino : \tilde{h}^0	1/2
higgs : H^0	0	higgsino : \tilde{H}^0	1/2
higgs : A^0	0	higgsino : \tilde{A}^0	1/2
higgs : H^\pm	1	higgsino : \tilde{H}^\pm	1/2

supersymétrie soit réellement effective, à savoir :

- elle permet l'unification de toutes les forces, y compris la gravitation. De plus à très haute énergie, le potentiel de Higgs, contrairement au modèle standard, ne contient plus de terme non physique tel que $\mu < 0$.
- l'existence prédite du neutralino en tant que particule stable et massive pourrait résoudre le problème de la masse cachée de l'univers.
- la confrontation du modèle de grande unification le plus simple SU(5) avec les résultats expérimentaux conduit à un désaccord sur les points suivants :
 - * angle de Weinberg : $\theta_w = 0, 215$ au lieu de $0, 232$.
 - * la symétrie SU(5) ne permet pas la convergence en un point unique des trois constantes d'interaction (forte, électromagnétique et faible) à haute énergie.
 - * la durée de vie du proton est trop petite par rapport aux mesures expérimentales. Des modèles plus complexes que SU(5) permettent de rattraper ces désaccords mais entraînent l'apparition de très nombreux paramètres libres sans interprétation physique. L'introduction de la supersymétrie règle très naturellement les trois points ci-dessus, par exemple la contribution de certains diagrammes de signes opposés repoussent de plusieurs ordres de grandeurs la durée de vie du proton.
- certaines corrections aux ordres supérieurs ont pour effet de destabiliser la hiérarchie de jauge, c'est-à-dire la masse des bosons intermédiaires et du Higgs. Le fait qu'avec la supersymétrie les boucles de correction entre fermions et bosons soient de signes opposés à tous les ordres remédie naturellement à ce problème.

L'introduction la plus simple (minimale) de la supersymétrie dans le modèle standard requiert deux doublets de champs scalaires complexes de Higgs. Après brisure de symétrie elle conduit donc à l'existence de 5 bosons de Higgs : deux chargés électriquement H^\pm et

trois neutres, parmi ceux-ci deux scalaires H^0 et h^0 et un pseudo-scalaire A^0 . La hiérarchie des masses hors corrections radiatives est la suivante :

$$M_{H^\pm} \geq M_{W^\pm} ; M_{H^0} \geq M_Z ; M_{A^0} \geq M_{h^0} ; M_Z \geq M_{h^0}$$

Par ailleurs, les masses des bosons de Higgs s'expriment uniquement à partir de deux paramètres. On choisit habituellement la masse de l'un des bosons de Higgs et le paramètre $\tan\beta = v_2/v_1$ où v_1 et v_2 représentent les valeurs moyennes dans le vide associées aux deux doublets de Higgs.

La réponse à l'existence du (ou des) boson(s) de Higgs et donc au choix du modèle ne peut être apportée que par l'expérience. À cette fin il faut disposer d'un accélérateur à haute énergie et de haute luminosité équipé de détecteurs performants. Nous allons voir que le LHC et le détecteur ATLAS répondent à ces critères.

Chapitre 2

LE DÉTECTEUR ATLAS AU LHC

2.1 Le "Large Hadron Collider"

En 1994, le CERN a décidé de construire le grand collisionneur de hadrons (LHC). Ce collisionneur utilise le tunnel du LEP d'environ 27 km de circonférence, voir figure 2.1. L'énergie dans le centre de masse des 2 protons en collision sera de 14 TeV ouvrant ainsi un domaine d'énergie encore inexploré. Les propriétés du LHC sont données dans le tableau 2.1. Le champ magnétique de 8,37 T est obtenu grâce à des aimants supraconducteurs. Le

TAB. 2.1 – Les principaux paramètres du LHC.

énergie par faisceau	7 TeV
champs magnétique	8,37 T
luminosité nominale	$10^{34} cm^{-2} s^{-1}$
courant/faisceau	0,54 A
énergie des faisceaux stockée	332 MJ
intervalle entre 2 croisements	7,5 m/25 ns
nombre d'événements/croisement	19
nombre de protons/paquet	10^{11}
nombre de paquets	2835
temps de vie du faisceau	22 h
temps de vie de la luminosité	10 h
puissance totale rayonnée/faisceau	3,7 kW

conducteur est constitué de NbTi maintenu à une température de 1,9 K, ce qui fera du LHC le plus grand système cryogénique du monde. Le refroidissement est réalisé par de l'hélium

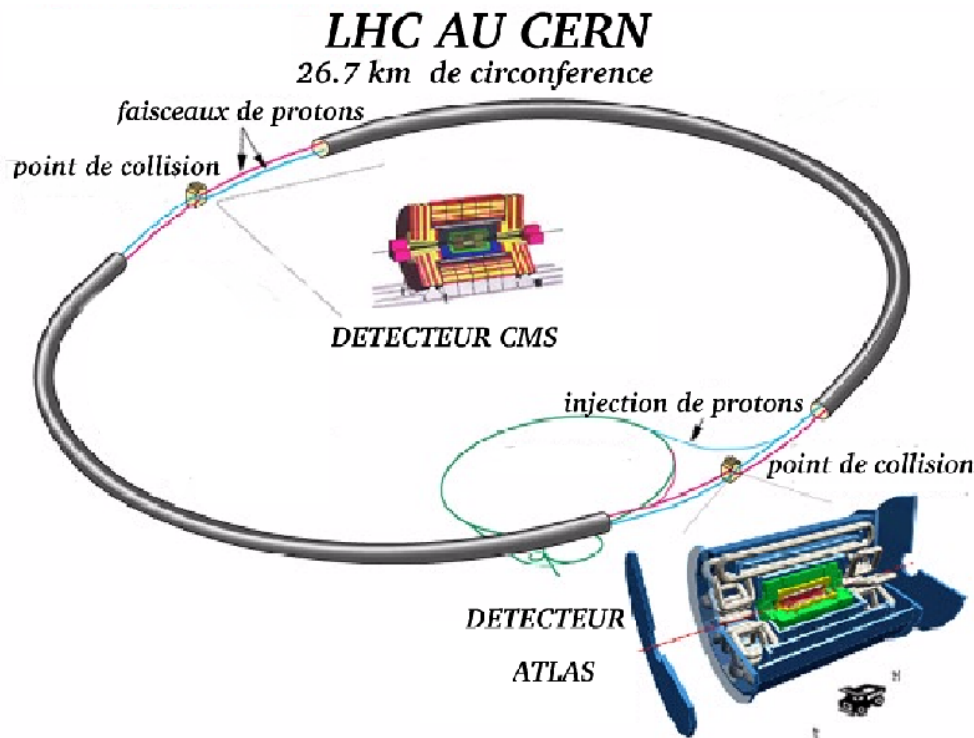


FIG. 2.1 – Vue du LHC

superfluide. Le vide dans les lignes de faisceaux doit être de 10^{-10} Torr.

Quatre grands détecteurs équiperont le LHC dont :

- * deux généraux : ATLAS et CMS entièrement dédiés à la physique des particules et couvrant au maximum les potentialités de découverte liées aux collisions p-p à haute énergie.
- * Deux spécialisés : LHCb et ALICE. Le premier de ces détecteur LHCb est résolument tourné vers la physique du quark b avec comme thème sous-jacent la violation de CP. Le second ALICE est dédié à l'étude des plasmas quarks-gluons. Les protons seront alors remplacés par deux faisceaux d'ions lourds de ^{208}Pb ultra-relativistes.

2.2 La physique au LHC

Je limiterai l'énumération qui suit aux thèmes de recherche concernant les deux détecteurs généraux ATLAS et CMS :

1. **Physique du Higgs** (voir section 1.3) : la recherche du boson de Higgs représente la tâche principale du détecteur ATLAS et CMS. Les résultats actuels du LEP concernant la masse du boson de Higgs (mesures indirectes) [9] donnent :

$$m_H = 77^{+69}_{-39} \text{ GeV}$$

L'observation directe montre que :

$$m_H \geq 110 \text{ GeV}$$

Les mécanismes de production du boson de Higgs ont une section efficace très faible ($\sim pb$) nécessitant une très haute luminosité L :

$$N_{evenements} = \sigma_{efficace} \times L$$

Les modes de production du boson de Higgs par ordre d'importance décroissante sont les suivants :

- 1- La fusion gluon-gluon ($gg \rightarrow H$).
- 2- La fusion WW ou ZZ ($qq \rightarrow qq \text{ WW (ZZ)} \rightarrow qqH$).
- 3- La fusion $t\bar{t}$ ($gg \rightarrow t\bar{t} \text{ } t\bar{t} \rightarrow t\bar{t} H$).
- 4- Le rayonnement de freinage W, Z ($q\bar{q} \rightarrow WH, ZH$).

La durée de vie du boson de Higgs et donc sa largeur en terme d'énergie (spectre de masse) dépendent fortement de sa masse. Deux cas se présentent :

- 1- $M_h < 2 M_Z$ alors la largeur du spectre de masse ($\Gamma \sim 1 \text{ MeV}$) est très inférieure à la résolution expérimentale.
- 2- $M_h > 2 M_Z$ alors la largeur du spectre de masse ($\Gamma \sim 10 - 1000 \text{ GeV}$) est très supérieure à la résolution expérimentale.

Le tableau 2.2 résume les modes les plus importants de désintégration du Higgs observables en fonction de sa masse.

TAB. 2.2 – Modes de désintégration observables du Higgs (modèle standard).

Masse du Higgs	Mode de désintégration
$80 < M_H < 100 \text{ GeV}$	$H \rightarrow b\bar{b}$
$90 < M_H < 150 \text{ GeV}$	$H \rightarrow \gamma\gamma$
$130 \text{ GeV} < M_H < 2M_Z$	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$
$M_H > 2M_Z$	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm, 2l^\pm 2\nu$
$M_H > 1 \text{ TeV}$	$H \rightarrow WW, ZZ \rightarrow l^\pm \nu 2jets, 2l^\pm 2jets$

2. **Supersymétrie** (voir section 1.4) : elle établit une correspondance bi-univoque entre bosons et fermions fondamentaux. Elle apporte une solution au problème de la hiérarchie des masses des fermions en limitant les corrections radiatives qui affectent la masse du boson de Higgs $\delta M_H^2 \simeq \Theta(\frac{\alpha}{\pi})\Lambda^2$. Pour contrôler la valeur de δM_H^2 il faut que Λ^2 reste faible. Ceci est possible si la supersymétrie est satisfaite car la correspondance entre bosons et fermions implique $\delta M_H^2 \simeq \Theta(\frac{\alpha}{\pi})(M_b^2 - M_f^2)$ qui reste fini tant que $|M_b^2 - M_f^2| \leq 1 \text{ TeV}$. On s'attend donc à pouvoir mettre en évidence au LHC un certain nombre de Sparticules (voir tableau 1.2). De plus, dans le secteur de Higgs 5 bosons sont prédits, deux chargés et trois neutres (voir section 1.4). Ces bosons de Higgs devraient être aussi observés au LHC.

3. **Physique du quark b** : la réaction $p + p \rightarrow b\bar{b}$ a une section efficace importante ($\simeq 5 \cdot 10^8 \text{ pb}$) ce qui permet l'étude de la violation de CP principalement à partir des modes de désintégrations :

$$B_d^0 \rightarrow J/\psi \ K_s^0$$

$$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \ \pi^-$$

$$B_s^0 \rightarrow J/\psi \ \Phi$$

L'étude de ces modes de désintégration permettra aussi de déterminer les angles de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa du triangle d'unitarité.

4. **Physique du top** : au LHC, environ 60 000 paires $t\bar{t}$ seront produites par jour. Leurs modes de désintégration $t \rightarrow b \ j \ j$, $b \ l \ \nu$ avec un taux élevé (0,3 Hz) permettront de remonter à la masse du t avec une excellente précision ($< 1\%$) [10]. La physique des quarks b et t sera l'un des thèmes majeurs de recherche au LHC durant les trois premières années de fonctionnement à "basse" luminosité ($L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).
5. Il existe évidemment beaucoup d'autres thèmes physiques dont peut-être les plus intéressants seront ceux non prédits par les théories. Pour terminer cette énumération je citerai deux thèmes exotiques :

a- **Extra-dimensions et gravitation** : la théorie de Kaluza-Klein montre que dans un espace à 5 dimensions la relativité générale contient à la fois la théorie de la gravité d'Einstein et l'électromagnétisme de Maxwell. La 5^{ème} dimension doit être de très faible extension (de l'ordre de la longueur de Plank). Le mécanisme de Kaluza-Klein peut être généralisé à n dimensions supplémentaires et les interactions fondamentales résulteraient alors de l'existence de ces dimensions supplémentaires compactes de faible extension. La validité des modèles comportant des extra-dimensions peut être vérifiée dans les détecteurs ATLAS et CMS [11] par l'observation de certains processus physiques avec une forte impulsion manquante. Parmi ces processus :

$$p \ p \rightarrow ZG, \ WG, \ \gamma G$$

qui se traduisent par :

$$p \ p \rightarrow Z, \ W, \ \gamma + P_{\text{miss}} \text{ avec } (P_{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}).$$

b- **Neutrinos lourds** : la symétrie $SU(2)_R \times SU(2)_L \times SU(1)_Y$ à haute énergie permet de restaurer la non violation de la parité dans les processus d'interaction faible. Elle conduit à l'existence de 3 nouveaux bosons intermédiaires W_R^+ , W_R^- et Z' , ainsi qu'à l'existence de neutrinos droits dont la masse peut être reliée (inversement proportionnelle, modèle du "see-saw") à celle des neutrinos gauches [12].

2.3 Le détecteur ATLAS

Dans les expériences de physique des particules, observer une particule c'est en déterminer assez de paramètres pour identifier sa nature, sa vitesse et sa direction. La détection passe par des phénomènes électromagnétiques, seuls directement accessibles aux instruments de mesure. Les signaux produits par ionisation, excitation de molécules ou émission de lumière sont très faibles et doivent alors être amplifiés, d'où l'utilité d'une électronique performante.

Pour être détectée, la particule doit avoir une durée de vie suffisante pour parcourir une distance mesurable dans le détecteur et être sensible aux forces électromagnétiques. Dans le cas des particules neutres autres que le photon, la détection se fait indirectement en passant par leurs produits de désintégration ou par leurs interactions avec les particules chargées. Dans le cas des particules non isolables (quarks et gluons) la détection se base sur l'observation des jets de particules créées après "habillage" des particules élémentaires éjectées.

Le détecteur ATLAS [13], représenté sur la figure 2.2, est composé de trois parties principales : en partant du point de collision se trouve un trajectomètre, suivi d'un calorimètre et finalement un spectromètre à muons.

Avant de décrire chacun de ces sous-détecteurs je rappelle la signification des grandeurs qui seront utilisées :

- par convention, la direction Z est parallèle à l'axe des faisceaux de protons.
- la pseudo-rapacité est définie par $\eta = -\ln \left(\left| \tan \frac{\theta}{2} \right| \right)$ où θ est l'angle polaire. Par raison de symétrie du détecteur de part et d'autre du point de collision on utilisera souvent la valeur absolue de η .
- ϕ est l'angle azimutal.
- pour une gerbe électromagnétique (c'est-à-dire constituée uniquement d'électrons, de positrons et de photons) la profondeur des matériaux traversés est exprimée en unité de longueur de radiation définie comme la distance au cours de laquelle un électron perd 63% de son énergie initiale. Elle peut être approchée par l'expression : $X_0 \text{ (g/cm}^2\text{)} \simeq \frac{180.A}{Z^2}$ où A et Z sont respectivement le nombre de masse et le numéro atomique du matériau traversé. Les photons traversent en moyenne $X_\gamma \simeq \frac{9}{7}X_0$ avant de se convertir en paires $e^+ e^-$. Dans le cas des hadrons on parlera de longueur d'interaction λ_I qui est la distance moyenne séparant deux interactions successives : $\lambda_I \text{ (cm)} \simeq 35 A^{1/3}$.
- le développement latéral de la gerbe est caractérisé par le rayon de Molière $\rho_m \text{ (g/cm}^2\text{)} \simeq 7 A/Z$. Typiquement 95% de la gerbe électromagnétique est contenu dans un cylindre de rayon $2 \rho_m$.

Le tableau 2.3 donne les propriétés de quelques matériaux utilisés dans ATLAS.

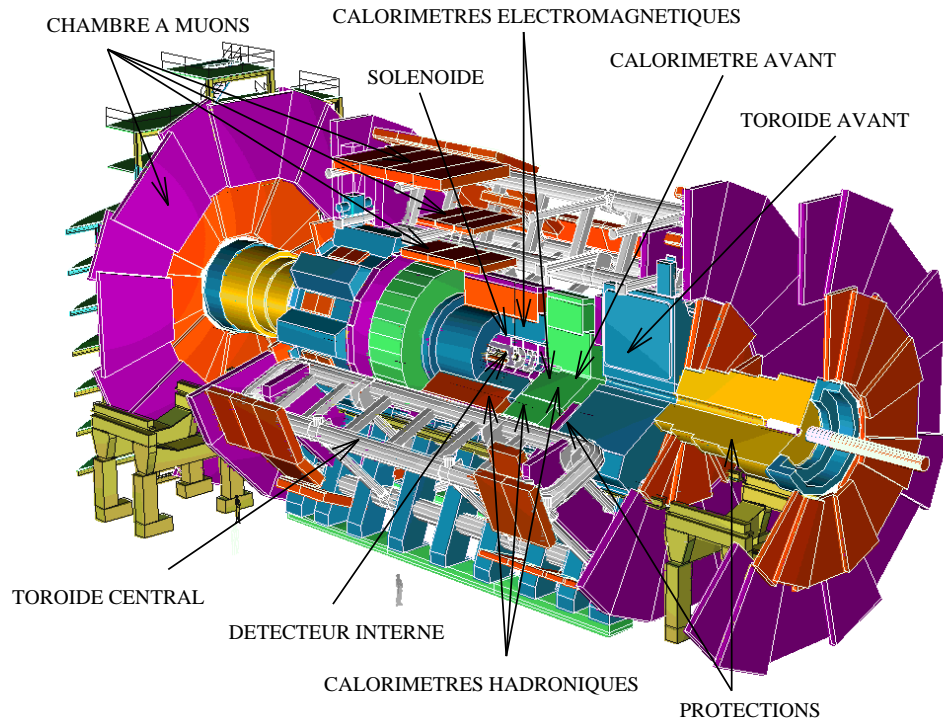


FIG. 2.2 – Schéma du détecteur ATLAS.

2.3.1 Le détecteur interne

C'est le premier détecteur rencontré par les produits des collisions p-p. Son rôle est d'identifier les particules, mesurer leurs impulsions et reconstruire leurs trajectoires. Il est de forme cylindrique, de 7 m de longueur et de 2,3 m de diamètre (voir figure 2.3). Il est composé de trois sous-détecteurs dont la conception est un compromis entre une fine granularité, une faible épaisseur et une bonne résistance aux rayonnements :

1. Le sous-détecteur le plus interne est un détecteur à pavés "pixel" en silicium de granularité très fine. Il permet de reconstruire le vertex secondaire et d'étudier les particules de courte durée de vie ne pouvant parcourir que quelques dixièmes de millimètre avant de se désintégrer ; c'est le cas des leptons τ et des hadrons contenant des quarks b ou c. Cette seconde désintégration se manifeste généralement par un vertex (cassure sur une trace).

TAB. 2.3 – Caractéristiques de quelques matériaux utilisés dans ATLAS.

Matériau	Z	A (g)	ρ (g/cm ³)	X_0 (cm)	λ_I (cm)	ρ_m (cm)
Al	13	26,98	2,70	8,9	39,4	4,80
Fe	26	55,85	7,87	1,76	16,8	1,75
Cu	29	63,54	8,96	1,43	15,1	1,59
W	74	183,85	19,3	0,35	9,6	0,99
Pb	82	207,19	11,35	0,56	17,1	1,76
Ar (87K)	18	39,94	1,14	14,2	65,76	10,1

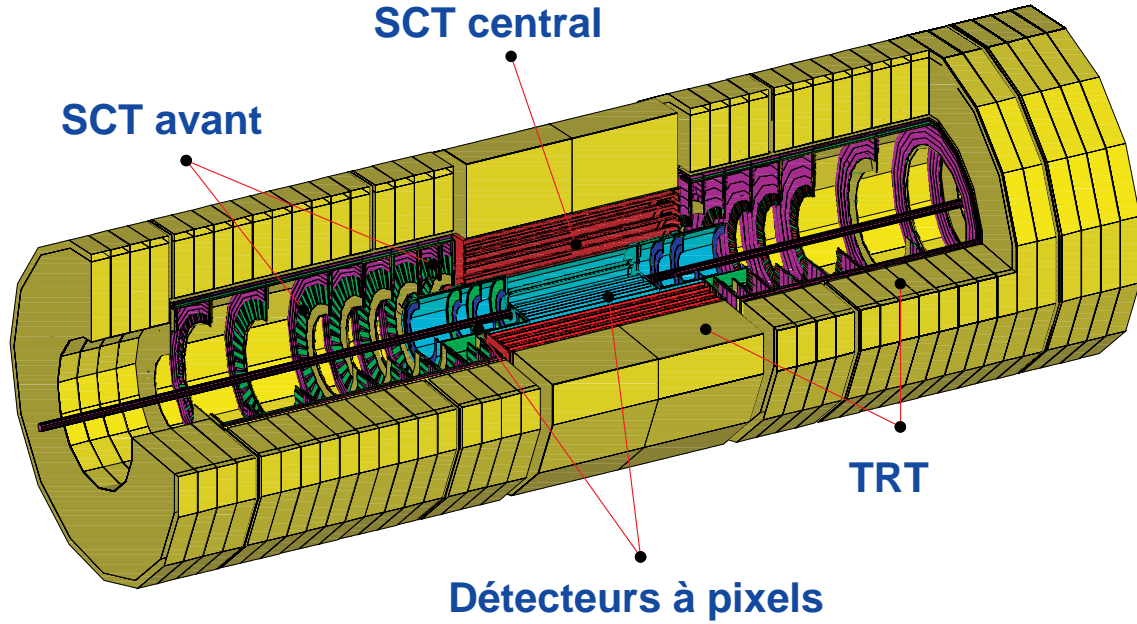


FIG. 2.3 – Détecteur interne d'ATLAS

Dans la partie centrale ($|z| < 80$ cm) les "pixels" sont disposés en 3 couches cylindriques concentriques situées aux rayons $R=4, 10$ et 13 cm. Dans les parties latérales, ils sont disposés sur des disques perpendiculaires à l'axe des faisceaux. La lecture des signaux se fait par 140 millions de capteurs de $50\mu m \times 300\mu m$ chacun.

Cependant la durée de vie de ce détecteur est limitée à cause du haut niveau de radiations ionisantes ($\simeq 300$ kGy) et du flux élevé de neutrons ($5 \cdot 10^{14} cm^{-2}$ durant 10 ans de fonctionnement). Sa mécanique est choisie de façon à permettre son remplacement après quelques années.

2. Le second sous-détecteur est un trajectomètre à semi-conducteur (SCT) composé de micro-pistes en silicium. Il contribue à la mesure de l'impulsion, du paramètre d'impact et de la position du vertex. Il est disposé en 8 couches cylindriques concentriques complétées par 18 disques. Chaque capteur occupe $6,36 \times 6,40$ cm² et contient 768

pistes de lecture en silicium. Sa surface totale est de 61 m^2 et contient 6,2 millions de voies de lecture, ce qui permet d'atteindre une résolution de $16 \text{ } \mu\text{m}$ dans la direction transversale et $580 \text{ } \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale.

3. Le sous-détecteur le plus externe est un trajectomètre à rayonnement de transition (TRT) situé entre les rayons 56 et 107 cm ; il consiste en des tubes de paille intercalés par des milieux radiatifs stimulant l'émission des rayonnements de transition par les particules chargées. La distribution des 50 000 tubes dans la partie centrale et des 320 000 dans la partie latérale est choisie de façon à garder constant le nombre de tubes traversés.

2.3.2 Les calorimètres

Un calorimètre est un bloc de matière dans lequel la particule perd la totalité de son énergie en produisant une gerbe de particules, à travers une cascade de réactions électromagnétiques ou nucléaires, jusqu'à la complète absorption de leur énergie cinétique. En mesurant l'ionisation totale ainsi produite on peut remonter à l'énergie initiale. La calorimétrie d'ATLAS comporte un calorimètre électromagnétique et un calorimètre hadronique destinés à identifier les électrons, les photons et les jets, mesurer leur énergie et déterminer l'énergie transverse manquante. Ces calorimètres se composent d'une partie centrale cylindrique symétrique de part et d'autre du point de collision et de deux bouchons couvrant les parties latérales. Ils sont formés en gros d'un ensemble de cellules juxtaposées, à géométrie projective par rapport au point de collision, ce qui permet de déterminer avec précision la direction de la particule incidente.

Une partie du calorimètre utilise la technique dite à "argon liquide". Ce choix répond au mieux aux exigences imposées par la physique et par les conditions de fonctionnement d'ATLAS, soit :

- une bonne tenue aux radiations puisqu'un flux d'environ 10^{13} neutrons (équivalents de $1 \text{ MeV} \text{ cm}^{-2} \text{ an}^{-1}$) et une dose de plus de 10^3 Gy an^{-1} sont attendus dans la partie centrale.
- une réponse rapide, uniforme et stable à long terme.
- un étalonnage aisé.
- une bonne hermiticité.
- la possibilité de construction modulaire.

2.3.2.1 Le calorimètre électromagnétique

1. Le calorimètre électromagnétique central

Il est composé de deux demi-tonneaux identiques de rayon interne 1,48 m, de rayon externe 1,98 m et de longueur totale 6,3 m. Chaque demi-tonneau comporte 16 modules chacun couvrant 22,5 degrés en ϕ et est composé de 64 absorbeurs. Ce calorimètre est à échantillonnage. Le milieu absorbant est du plomb disposé en couches alternées

avec des couches actives d'argon liquide. La lecture des signaux se fait par des électrodes maintenues à mi-distance entre les plaques d'absorbeur grâce à des espaceurs en forme de nid-d'abeilles. Les électrodes sont des circuits à trois couches de cuivre séparées par du kapton, les deux couches externes sont portées à la haute tension pour polariser le volume d'argon actif et la couche interne permet de recueillir par couplage capacitif les signaux induits par la dérive des électrons d'ionisation. L'absorbeur consiste en une plaque de plomb collée par 0,13 mm de prepreg entre deux plaques en inox. Puisque le nombre de longueurs de radiations du calorimètre vues depuis le vertex augmente avec la pseudo-rapacité, l'épaisseur des absorbeurs doit diminuer en fonction de η . Pour des raisons techniques, il y a une seule modification de l'épaisseur du plomb : 1,5 mm pour $|\eta| < 0,8$ et 1,1 mm à $0,8 < |\eta| < 1,4$. Une cellule physique consiste en une plaque d'absorbeur et de deux gaps de 2,1 mm d'argon séparés par une électrode. Un groupe de 4 cellules physiques forme une voie de lecture.

La structure du calorimètre électromagnétique est en accordéon permettant d'avoir une bonne hermiticité en ϕ tout en évitant les connexions entre les différentes électrodes et réduisant ainsi le temps de transfert des signaux des électrodes vers les préamplificateurs. Cette structure est réalisée en pliant les électrodes par rapport à la direction des particules incidentes. Les angles de pliage augmentent avec le rayon de façon à garder un gap constant. La figure 2.4 montre cette structure.

En profondeur le calorimètre électromagnétique est divisé en 3 compartiments. Le premier avec une épaisseur de $6 X_0$ et une granularité très fine en η ($\Delta\eta = 0,0031$), permet avec l'aide du détecteur interne d'identifier les particules ($\gamma, e^\pm, \pi^\pm, \mu^\pm$) et de mesurer avec précision leur position en η . Afin de limiter le nombre de voies de lecture, ce compartiment a une granularité plus large en ϕ ($\Delta\phi = 0,1$). Le second compartiment est situé entre $6 X_0$ et $24 X_0$ et a une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ ($4 \times 4 \text{ cm}^2$ à $\eta=0$). Le troisième compartiment a une épaisseur qui varie entre $2 X_0$ et $12 X_0$; sa granularité est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,025$.

Les courants induits et lus par les anodes sont sommés par des cartes-mères placées sur les faces internes et externes du calorimètre et sont ensuite transmis aux préamplificateurs, situés à l'extérieur du cryostat, à travers des passages cryogéniques comme le montre la figure 2.5.

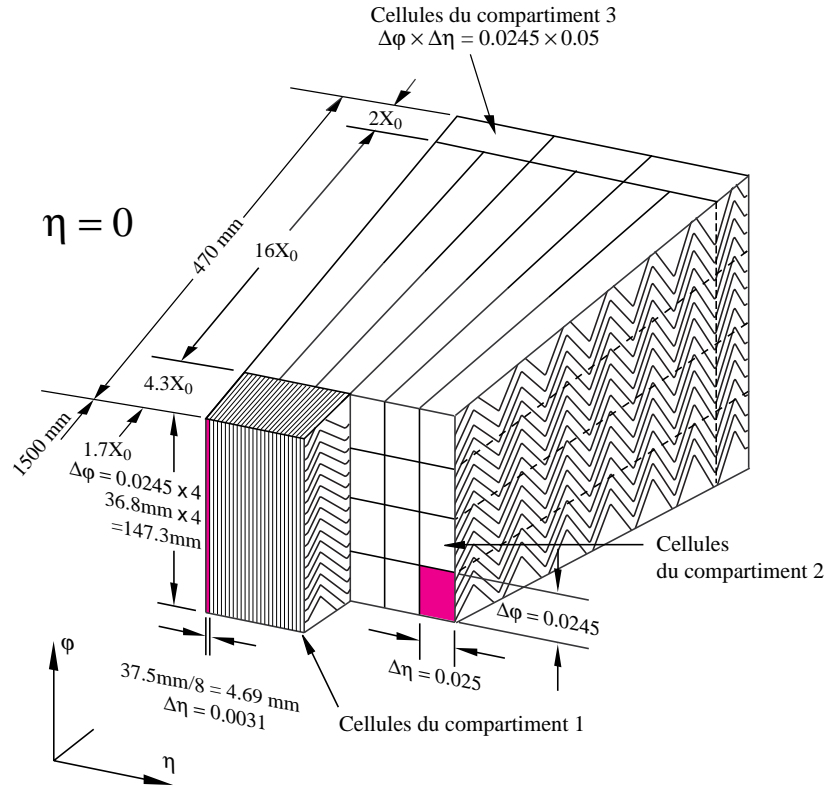


FIG. 2.4 – Segmentation du calorimètre électromagnétique.

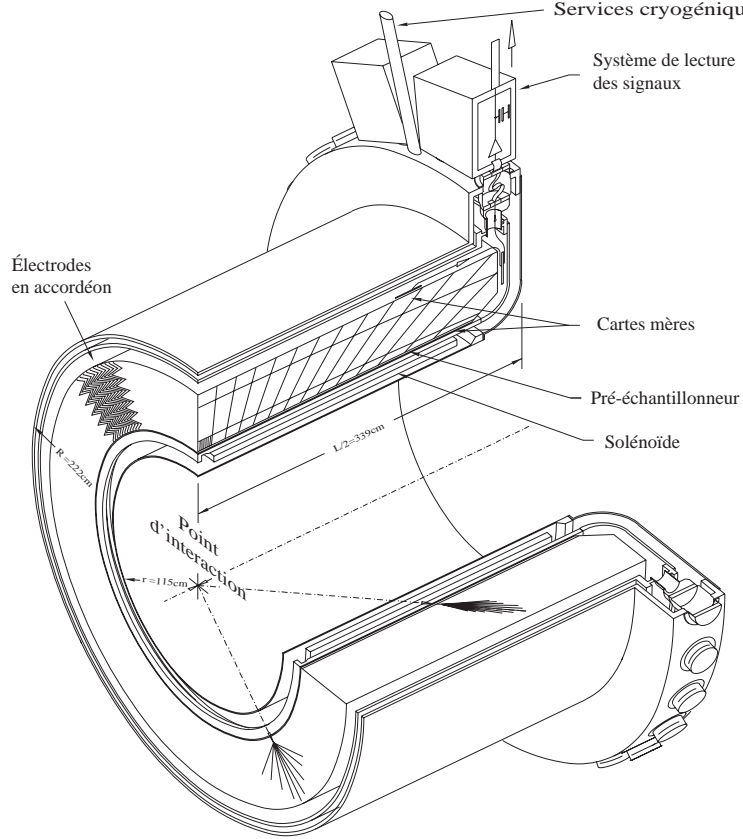


FIG. 2.5 – Vu en perspective du cryostat et d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique central.

La figure 2.6 montre la quantité de matière inerte présente en amont du calorimètre en fonction de la pseudo-rapidité. Celle-ci est due au détecteur interne, aux aimants supraconducteurs, aux parois externe et interne du cryostat et aux câbles. En traversant ces différents matériaux, les particules perdent une partie de leur énergie. Afin de prendre en compte cette perte d'énergie, un pré-échantillonneur est placé devant le calorimètre dans le même cryostat. Il consiste en une couche active d'argon liquide de 11 mm d'épaisseur et d'environ 6,2 m de long segmentée par des électrodes disposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux et lues indépendamment du calorimètre électromagnétique. Le chapitre suivant donnera une description complète du pré-échantillonneur central.

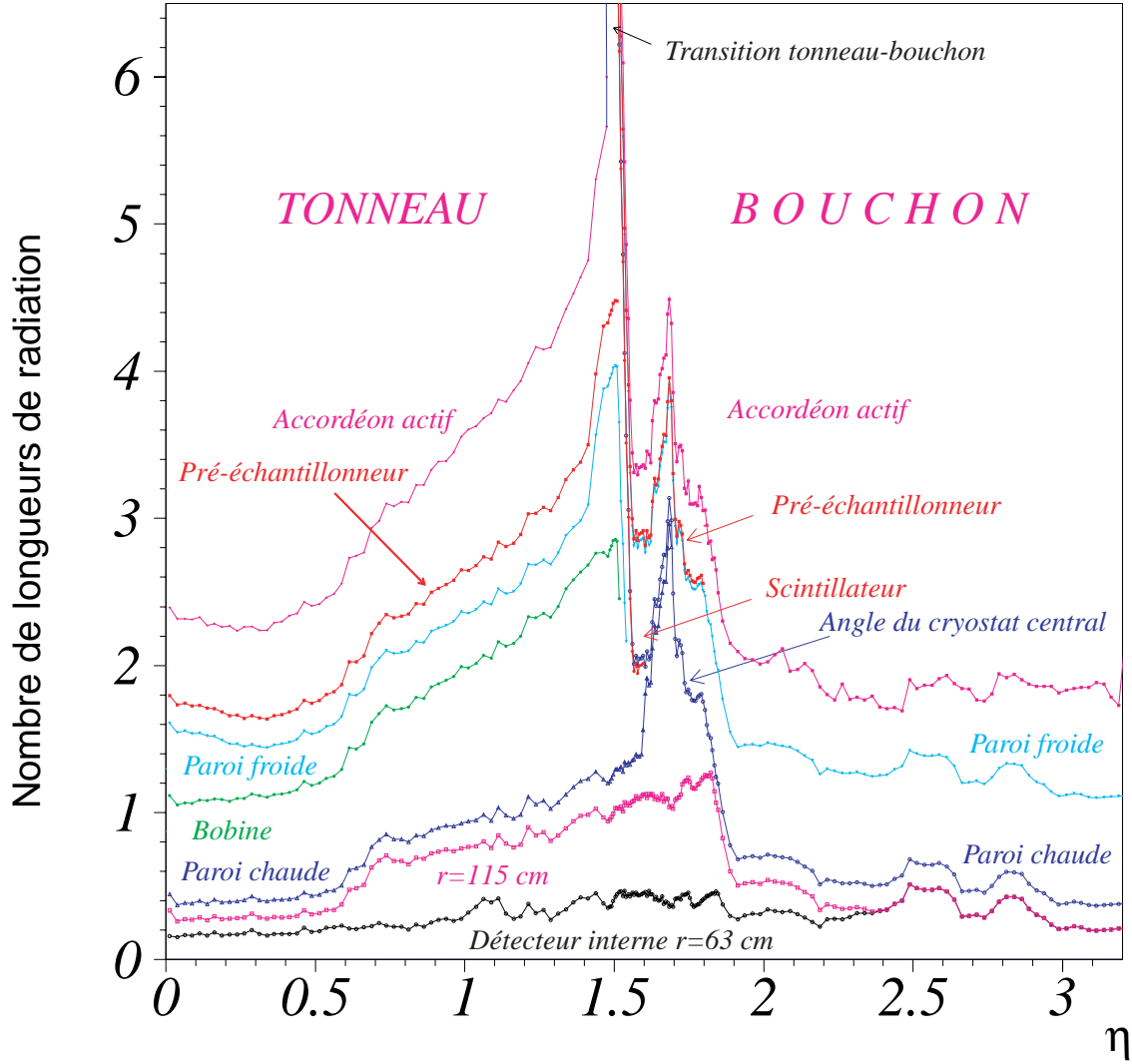


FIG. 2.6 – Quantité de matière présente devant chaque étage du calorimètre électromagnétique.

2. Les bouchons électromagnétiques

Ils sont situés à 3,641 m du point de collision, ils ont eux aussi une structure en accordéon et utilisent la technique d'échantillonnage par l'argon liquide et le plomb. Ils ont la forme de deux roues coaxiales (figure 2.7). La première couvre $1,375 \leq |\eta| \leq 2,5$

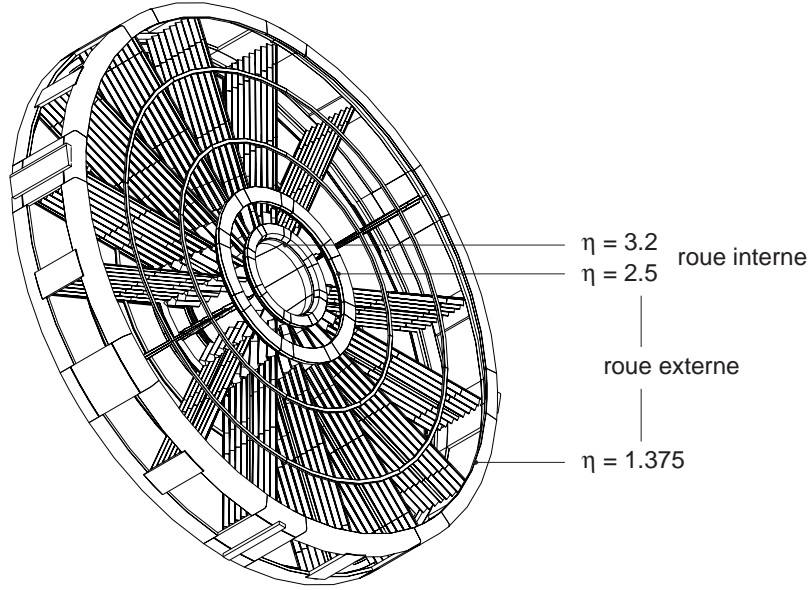


FIG. 2.7 – Vue d'un bouchon électromagnétique d'ATLAS (seuls quelques absorbeurs sont représentés).

et contient 768 plaques d'absorbeur d'épaisseur 1,7 mm et d'angle de pliage diminuant de $122,5^\circ$ à 59° en fonction du rayon, la seconde couvre $2,5 \leq |\eta| \leq 3,2$ et contient 256 plaques d'absorbeur d'épaisseur 2,2 mm et d'angle de pliage diminuant de 107° à $54,4^\circ$ en fonction du rayon. Avec cette structure le gap entre les électrodes varie avec le rayon de 1,5 mm à 2,7 mm dans la roue interne et de 0,9 mm à 2,7 mm dans la roue externe. Afin de garder un champ électrique constant cette variation est compensée par une variation de la haute tension. Les deux roues sont subdivisées longitudinalement en trois et deux compartiments respectivement, leur granularité sont données sur le tableau 2.4.

Les absorbeurs sont fixés sur des barreaux qui servent à supporter le poids de la structure et à réduire les déformations. La liaison entre les deux roues se fait par des barreaux en matériau composite afin de minimiser la quantité de matière morte et assurer une isolation électrique. La quantité de matière inerte présente en amont des bouchons électromagnétiques est de $2 X_0$ à $4 X_0$ ce qui nécessite l'utilisation d'un pré-échantillonneur. Ce dernier se présente comme une couche de 10 mm d'épaisseur

TAB. 2.4 – Segmentation des bouchons électromagnétiques

Roue interne du bouchon électromagnétique			
Région	compartiment	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	Nombre de cellules
$1,375 \leq \eta \leq 1,5$	1	$0,025 \times 0,1$	256
	2	$0,025 \times 0,025$	1024
$1,50 \leq \eta \leq 1,80$	1	$0,025/8 \times 0,1$	6144
	2	$0,025 \times 0,025$	3072
	3	$0,05 \times 0,025$	1536
$1,80 \leq \eta \leq 2,00$	1	$0,025/6 \times 0,1$	3072
	2	$0,025 \times 0,025$	2048
	3	$0,05 \times 0,025$	1024
$2,00 \leq \eta \leq 2,40$	1	$0,025/4 \times 0,1$	4096
	2	$0,025 \times 0,025$	4096
	3	$0,05 \times 0,025$	2048
$2,40 \leq \eta \leq 2,50$	1	$0,025 \times 0,1$	256
	2	$0,025 \times 0,025$	1040
	3	$0,05 \times 0,025$	512
Roue externe du bouchon électromagnétique			
$2,50 \leq \eta \leq 3,20$	2	$0,1 \times 0,1$	448
	3	$0,1 \times 0,1$	448

dont 5 mm active remplie d'argon liquide. Il consiste en des électrodes de structure semblable à celle du pré-échantillonneur central, disposées perpendiculairement à la face interne des bouchons électromagnétiques et rangées dans 32 secteurs de rayon interne 1,232 m et de rayon externe 1,7 m. Sa granularité est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,1$.

2.3.2.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique couvre toute la région $|\eta| < 5$. Il est composé de trois parties utilisant des technologies de détection différentes.

1. **La partie centrale** est formée d'un tonneau à $|\eta| < 1$ et de ses deux extensions à $0,8 < |\eta| < 1,7$ de rayon interne 2,28 m et de rayon externe 4,23 m. C'est un calorimètre à échantillonnage utilisant du fer (plaques de 14 mm d'épaisseur) comme absorbeur et des tuiles scintillantes comme milieu de détection. Ces dernières ont une épaisseur de 3 mm et sont disposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux de protons; la lecture des signaux de scintillation se fait à chaque extrémité des tuiles par des fibres à décalage de longueur d'onde suivies d'un photomultiplicateur.

Le détecteur est segmenté en trois compartiments d'épaisseurs 1,4 ,4 et 1,8 longueurs d'interaction à $\eta = 0$ et de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ pour les deux premiers compartiments et $0,2 \times 0,2$ pour le dernier. Le nombre total de canaux est 10 000.

2. **Les deux bouchons hadroniques** couvrent $1,5 < |\eta| < 3,2$ et sont placés dans les mêmes cryostats que les bouchons électromagnétiques et les calorimètres avant. Ils utilisent la technologie d'échantillonnage à argon liquide et sont formés chacun de deux roues de rayon externe 2 m, la première à $Z=4,262$ m et la seconde à $Z=6,212$ m, (voir figure 2.8) contenant des plaques d'absorbeurs en cuivre distantes de 8 mm et rangées en 32 modules. Le tableau 2.5 donne les caractéristiques de ces modules. Le

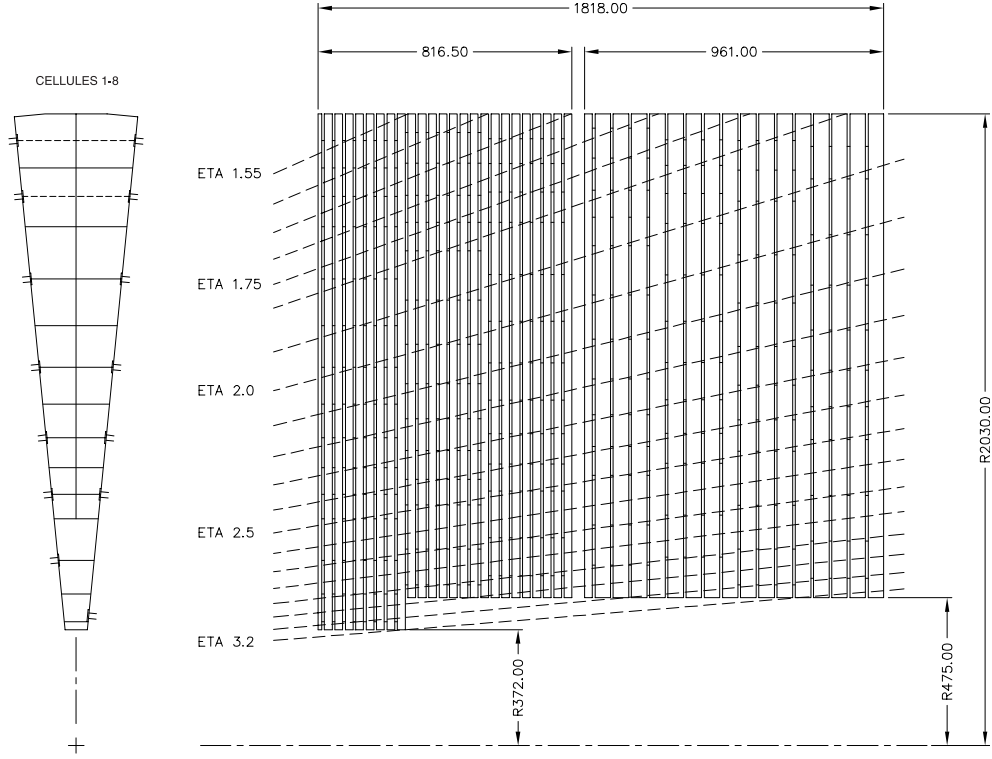


FIG. 2.8 – Segmentation du bouchon hadronique.

gap d'argon est de 8,5 mm d'épaisseur et est équipé de 3 électrodes, le partageant ainsi en 4 zones de dérive de 1,8 mm chacune. La granularité est $0,1 \times 0,1$ à $|\eta| < 2,5$ et $0,2 \times 0,2$ à $|\eta| > 2,5$. Les signaux recueillis par les électrodes sont ensuite transmis à des amplificateurs froids de technologie AsGa montés sur les rayons externes des bouchons dans l'argon liquide.

3. Les calorimètres avant

Ils sont situés à 5 m du point de collision, s'étendent entre $|\eta| = 3,1$ à $|\eta| = 4,9$ et ont une épaisseur correspondant à 9 longueurs d'interaction. Ils sont placés dans le

TAB. 2.5 – Quelques caractéristiques d’un module de la roue interne et d’un module de la roue externe constituant les bouchons hadroniques

	Roue interne	Roue externe
Nombre de plaques de Cu	25	17
Nombre de gaps d’Ar	8+16	16
Nombre de canaux de lecture	24+23	22
Épaisseur des plaques de Cu	25 mm	50 mm
Distance entre les plaques de Cu	8,5 mm	8,5 mm
Épaisseur des gaps d’Ar	1,954 mm	1,954 mm
Nombre de lignes d’étalonnage	28	28
Nombre de lignes HT	4+4	4

même cryostat que les bouchons hadroniques. Chaque calorimètre est subdivisé dans la direction longitudinale en trois sections permettant de mesurer le développement des gerbes hadroniques : la première est destinée à mesurer l’énergie et la position des γ provenant de la désintégration des π^0 et à donner une mesure précise de la direction des gerbes hadroniques. La deuxième et la troisième ont pour rôle de contenir toute la gerbe hadronique. Ces deux dernières sections utilisent le tungstène pour sa grande densité afin de limiter la dispersion des gerbes hadroniques. D’autre part, le gap doit être très étroit pour éviter la concentration des ions positifs, ce qui est difficile à réaliser avec des électrodes plates. La structure choisie consiste alors en une matrice métallique (du cuivre dans la première section et du tungstène dans les deux autres) avec des tubes rangés régulièrement dans la direction longitudinale et équipés par des tiges ; l’argon liquide remplit l’espace cylindrique entre la matrice et les tiges. Le gap a une épaisseur de 250 μm dans la première section, 375 μm dans la deuxième et 500 μm dans la troisième.

2.3.3 Le spectromètre à muons

Il constitue la face externe du détecteur ATLAS (voir figure 2.9). Il est situé entre les rayons 4,30 et 11 m. Il permet d’identifier les muons et de remonter à leur impulsion en mesurant leur déviation sous l’effet d’un champ magnétique toroïdal de 1 Tesla. Ce dernier est produit par un bobinage supraconducteur (voir figure 2.10).

La trajectoire des muons est mesurée par des chambres disposées dans 3 plans autour de l’axe des faisceaux à des rayons 4,5, 7 et 10 m. Dans les parties latérales, les chambres sont installées verticalement. Les trajectoires des muons sont mesurées grâce à des MDTs (Monitored Drift Tubes) dans la partie centrale et des CSCs (Cathodes Strips Chambers) à grands η . La résolution spatiale est de 50 μm ce qui permet de distinguer les traces provenant

des muons de celles des particules subsistantes produites par les interactions secondaires dans le calorimètre.

Le spectromètre à muons sert aussi dans le processus de déclenchement grâce à des détecteurs rapides : les RPCs (resistive Plate chambers) dans la partie centrale et les RGCs (Thin Gap Chambers) dans les parties latérales.

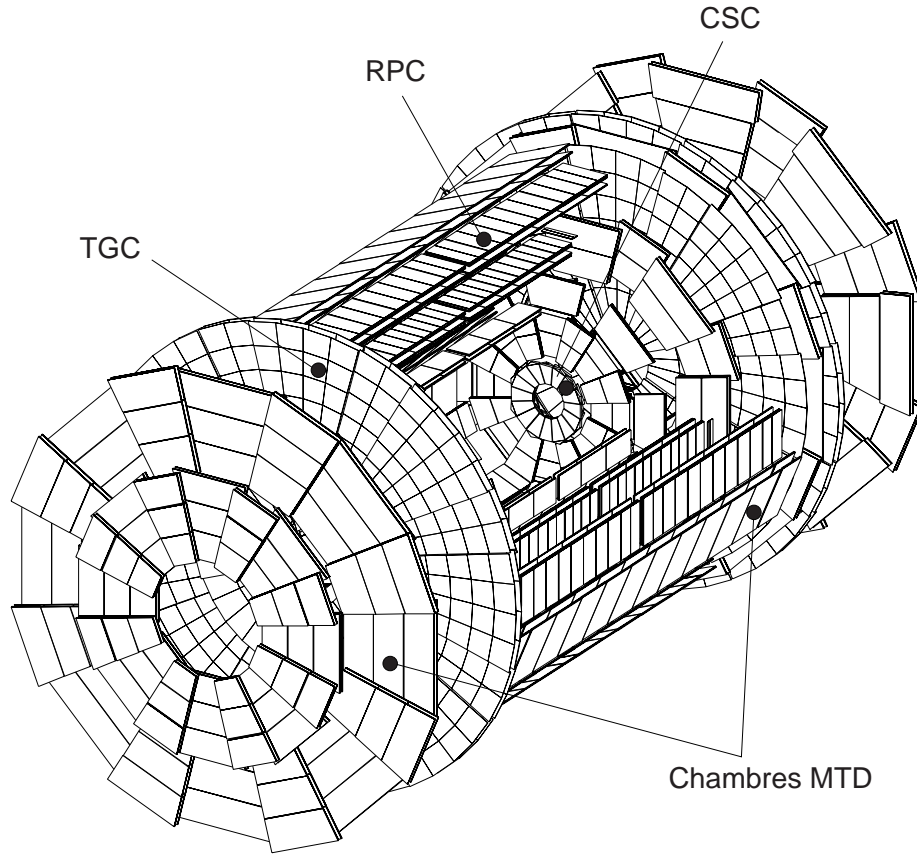


FIG. 2.9 – Spectromètre à muons d'ATLAS.

2.3.4 Le déclenchement et l'acquisition de données

Le système de déclenchement est destiné à filtrer le flux de données brutes (~ 1 TB/s) afin de limiter le volume de données à enregistrer et ne retenir que les données intéressantes. L'architecture de ce système comporte trois niveaux de déclenchement et une mémoire tampon ("pipeline"). Les signaux issus de chaque sous-détecteur sont enregistrés en succession

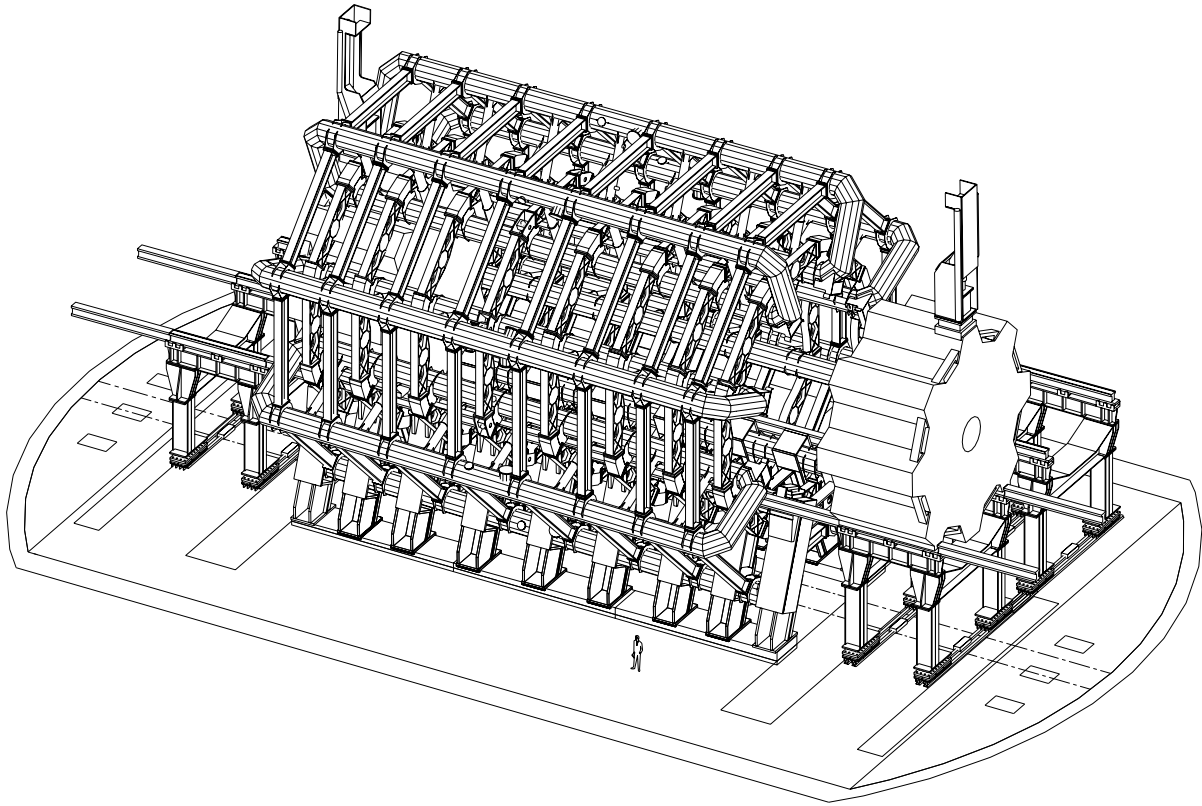


FIG. 2.10 – Bobinage supraconducteur du spectromètre à muons.

temporelle dans des mémoires tampon pendant environ $2,5 \mu\text{s}$. Pendant ce temps, le système de déclenchement doit prendre la décision de lire ou non ces données. Chaque niveau prend une décision selon des coupures établies en fonction du programme de physique choisi. Les critères de selection sont optimisés de façon à garder le maximum de données interessantes sans dépasser le seuil de flux de données acceptable à la sortie du système de déclenchement (10-100 MB/s) [13].

Chapitre 3

LE PRÉ-ÉCHANTILLONNEUR CENTRAL D'ATLAS

3.1 Introduction

La présence de 1,8 jusqu'à 4,2 X_0 (figure 2.6) de matière inerte devant le calorimètre électromagnétique d'ATLAS nécessite l'utilisation d'un pré-échantillonneur. En effet, une particule incidente peut interagir avec la matière inerte et commencer alors à développer une gerbe entraînant une perte d'énergie non comptabilisée par le calorimètre. Le rôle du pré-échantillonneur est de mesurer l'ionisation produite par les pieds de gerbes et de corriger la valeur de l'énergie de la particule incidente déduite par le calorimètre seul. L'introduction du pré-échantillonneur permet donc d'améliorer la résolution en énergie.

Dans les premières phases de conception, ce détecteur était aussi destiné à identifier les photons et les électrons et devait permettre une mesure précise des positions azimutale et longitudinale du barycentre du pied de la gerbe [14]. Pour cette raison ce dispositif était appelé détecteur de pieds de gerbes. Il consistait en deux couches d'argon liquide de 10 mm d'épaisseur, précédées chacune par une couche d'absorbeur en plomb qui permettait de convertir les photons et d'augmenter le rapport signal/bruit nécessaire à une bonne localisation du pied de la gerbe. Les deux couches étaient équipées d'électrodes rangées parallèlement aux directions azimutale et longitudinale. Les granularités $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,08 \times 0,0025$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0025 \times 0,08$ dans la première et la deuxième couche respectivement requérait une électronique très bas bruit, qui était fort conséquente ($\sim 127\,000$ voies) et donc coûteuse. Au tout début le détecteur devait avoir une forme totalement cylindrique [15], mais à cause des difficultés mécaniques, cette géométrie a été abandonnée en faveur d'une forme polygonale à 32 côtés égaux. À chaque côté correspond un secteur azimutal composé d'une rangée de 8 modules adjacents en η . Les modules de ces premiers prototypes étaient réalisés par

moulage [16] [17]. Il était donc nécessaire de faire le vide dans un moule pour introduire ensuite de la résine chargée de fibres de verre, puis le tout était chauffé dans un four. Les électrodes étaient régulièrement espacées à l'aide de séparateurs en forme de nid-d'abeilles afin de maintenir un gap constant d'environ 1,6 mm entre électrodes. La technique de moulage était donc fastidieuse, très délicate et ne permettait pas de maîtriser totalement les effets de contraction à basse température (en particulier la flèche longitudinale des modules). À noter encore que l'électronique d'amplification se situait sur les cartes-mères équipant les différents modules et donc dans l'argon liquide, et demeurait quasi-inaccessible en cas de problème (courts-circuits ou décharges dus par exemple à la présence de bulles de gaz d'argon entre électrodes ou de réactions destructives provoquées par le taux élevé de neutrons).

La version actuelle et définitive de ce détecteur sera décrite en détail dans les paragraphes suivants. Signalons toutefois que quelques prototypes "hybrides" ou "intermédiaires" ont été réalisés et testés (se reporter aux références [18] [19]).

Depuis 1995, le rôle du pré-échantillonneur a été restreint à corriger la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. Il consiste en une seule couche d'argon actif de 11 mm d'épaisseur, il n'y a pas de plaque de plomb pour initier ou amplifier la gerbe [20]. Les électrodes sont disposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux de protons, sauf pour les deux premiers modules où elles sont légèrement inclinées (voir section 3.3).

3.2 Le pré-échantillonneur central d'ATLAS

Il couvre l'intervalle $|\eta| < 1,51$. Il a une structure polygonale proche d'une forme cylindrique de longueur 6,2 m, de diamètre 2,9 m et d'épaisseur d'environ 35 mm. Cette structure est obtenue en assemblant 32 secteurs azimutaux identiques par demi-tonneau. Deux secteurs du pré-échantillonneur équiperont un module du calorimètre électromagnétique (voir figure 3.1).

Un secteur est composé de huit modules rangés dans la direction longitudinale comme le montre la figure 3.2. La figure 3.3 montre une coupe dans le plan azimutal de deux secteurs adjacents. Chaque secteur a un angle d'ouverture de $\frac{2\pi}{32} \simeq 0,2$ rd soit une largeur de 280,7 mm, une épaisseur de 28,5 mm et une longueur d'environ 3 m. Les 8 modules d'un secteur ainsi que leur jupe de protection sont assemblés sur deux glissières en FR4. Ces dernières permettent ensuite d'insérer l'ensemble sur deux rails préalablement vissés sur les anneaux internes du calorimètre. Le câblage de chaque secteur est recouvert par une feuille de protection en verre-epoxy de 0,4 mm d'épaisseur.

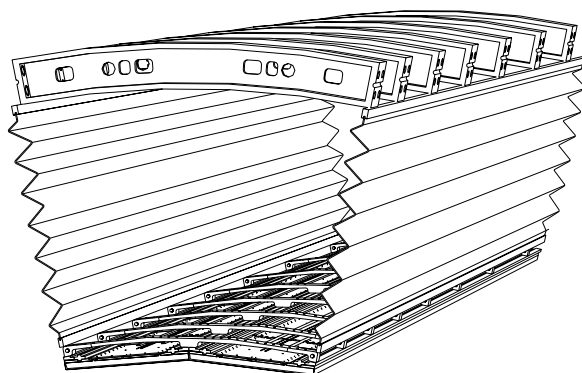


FIG. 3.1 – Vue de deux secteurs du pré-échantillonneur montés devant un module du calorimètre électromagnétique.

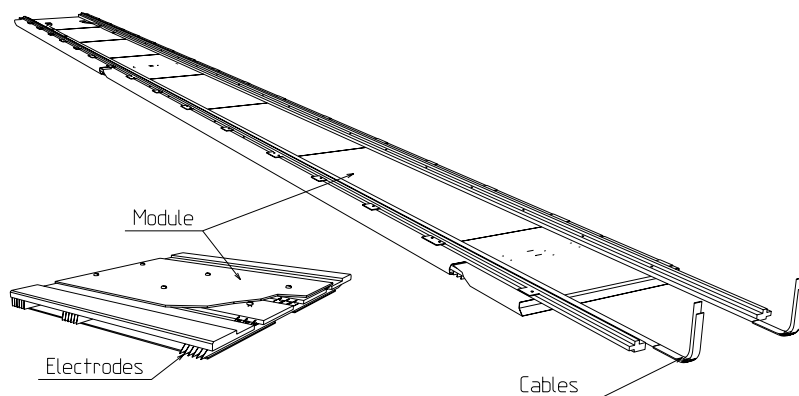


FIG. 3.2 – Vue d'un secteur du pré-échantillonneur.

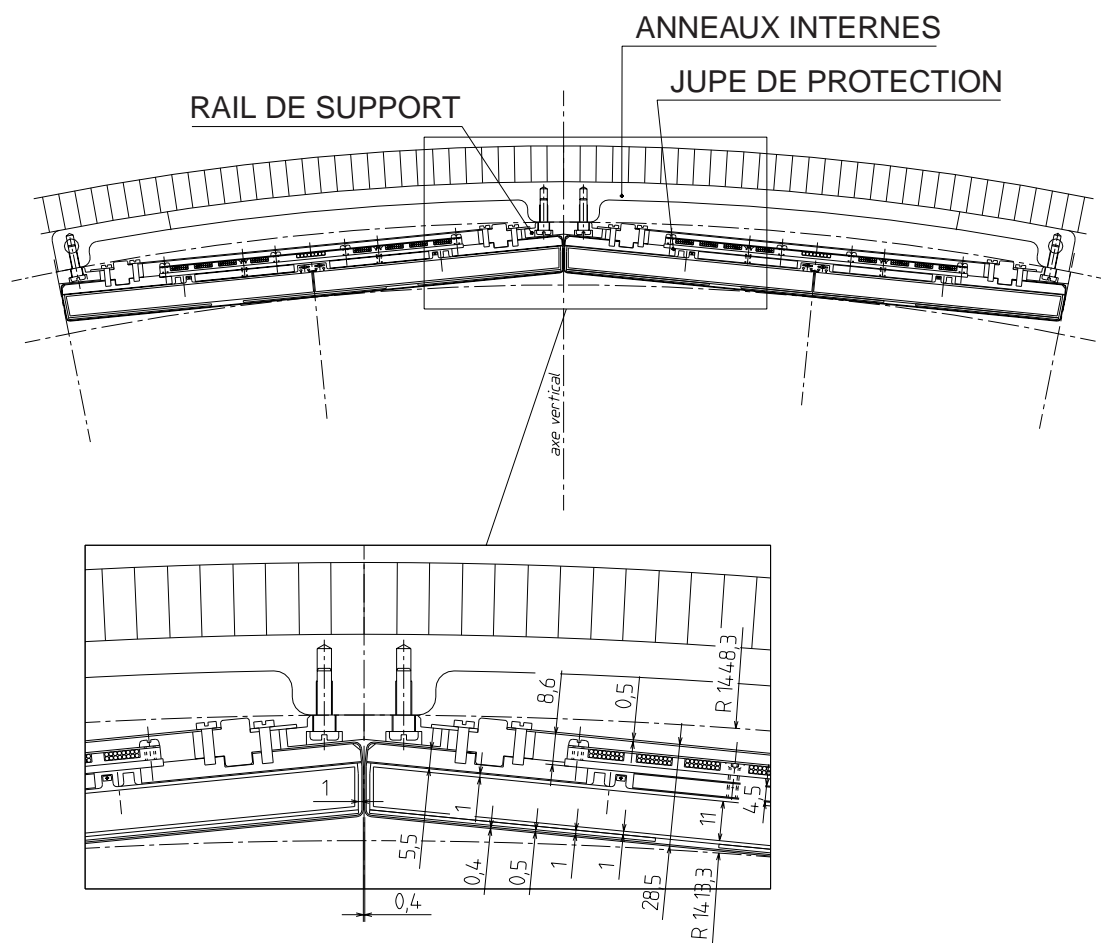


FIG. 3.3 – Vue transversale de deux secteurs du pré-échantillonneur.

Le choix des matériaux tient compte des points suivants :

- une bonne résistance aux irradiations en particulier neutroniques,
- un bon comportement cryogénique. De plus les coefficients de dilatation de toutes les pièces du détecteur (modules, glissières, etc.) doivent être du même ordre de grandeur ($2,4 \pm 0,3$ mm/m) afin d'éviter les problèmes mécaniques lors du refroidissement,
- les effets de radiolyse doivent être suffisamment limités pour ne pas polluer l'argon liquide et donc affaiblir la réponse du détecteur.

3.3 Les modules

Les modules sont actuellement fabriqués par une technique de collage. Les électrodes (dont le matériel de base est du FR4, voir section 3.4) sont tout d'abord positionnées dans un gabarit à l'aide de cales de précision. Des plaques en verre-epoxy couvertes par un tissu pré-imprégné sont ensuite placées sur les cotés haut et bas des électrodes et serrées avec une pression appropriée grâce à des vis montées sur le gabarit. Le tissu pré-imprégné de 0,3 mm d'épaisseur sert à coller les électrodes et assure un bon contact sur la surface. Enfin, les modules subissent une polymérisation d'environ 16 heures dans un autoclave automatisé avec des rampes et des plateaux de température bien définis afin d'éviter les déformations. Les connexions électriques des bus de haute tension, des lignes de masse et des sorties signaux sont effectuées juste après l'extraction des modules des gabarits, en passant des fils fins en alliage cuivre-béryllium à travers les trous métallisés des électrodes (voir section 3.4). La figure 3.4 montre la photo d'un module après collage. Des mesures dimensionnelles en fonction de la température ont été effectuées et ont montré que le coefficient de contraction entre 298 K et 77 K est de 2,33 mm/m. Ce coefficient est en accord avec la valeur nominale de $2,4 \pm 0,3$ mm/m.

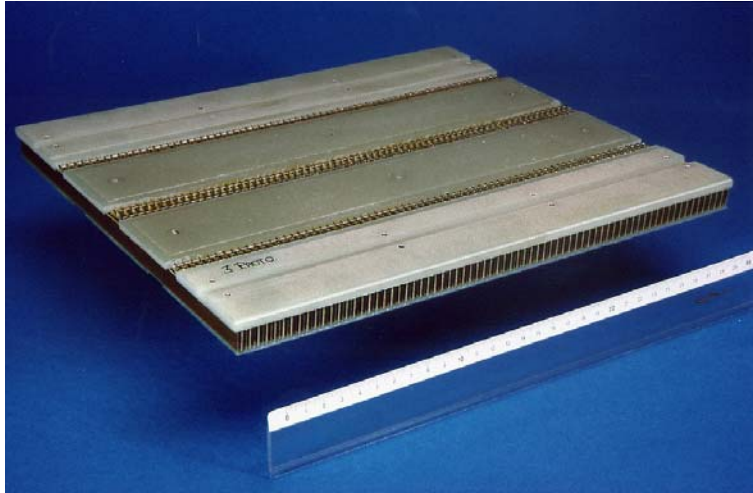


FIG. 3.4 – Photographie d'un module de type 3 (couvrant $0,4 < \eta < 0,6$) du pré-échantillonneur.

Les modules ont une largeur de 279,9 mm et une épaisseur de 19,5 mm ; chacun couvre un intervalle $\Delta\eta = 0,2$, par suite ils ont une longueur croissante en fonction de η , à l'exception du module 8 (à l'extrémité) qui ne couvre que 0,12 en η à cause de l'espace limité alloué au pré-échantillonneur. Il existe donc 8 types différents de modules dans un secteur. Les électrodes sont séparées par des gaps de 2 mm d'argon liquide polarisés par un potentiel électrique constant de 2 kV. Les électrodes sont disposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux de protons pour $|\eta| > 0,4$, et sont légèrement inclinées pour $|\eta| < 0,4$ afin d'avoir

une bonne uniformité de la réponse [21]. Le nombre d'électrodes par module varie en fonction du type du module de façon à garder le gap d'argon liquide constant. Le tableau 3.1 donne quelques caractéristiques des huit modules d'un secteur.

La granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,1$ est obtenue en connectant le nombre adéquat

TAB. 3.1 – Quelques propriétés des 8 types de modules (les longueurs sont mesurées à 77 K)

Type de module	Longueur (mm)	Gap (mm)	Nombre d'anodes	Nombre de cathodes	Nombre d'électrodes par cellule	Nombre de cellules	Angle d'inclinaison degrés
1	281,4	1,96	56	56	7	16	25
2	298,4	1,96	64	64	8	16	12
3	322,3	1,93	72	72	9	16	0
4	356,8	1,93	80	80	10	16	0
5	404,8	2,00	88	88	11	16	0
6	478,4	2,00	104	104	12	16	0
7	563,2	1,90	128	128	16	16	
8	380,6	1,90	86	87	18	8	0
					14	2	

d'anodes à la même voie de lecture et en subdivisant chaque anode en deux dans la direction azimutale par un procédé de gravure, ainsi chaque module contient 16 voies de lecture : 8 dans la direction longitudinale et 2 dans la direction transversale, à l'exception du module 8 qui, limité en longueur n'en contient que 5 en η et 2 en ϕ . Au total le pré-échantillonneur est équipé de 43456 cathodes et de 43392 anodes lues par 7808 canaux.

3.4 Les électrodes

Elles sont de deux types : anodes et cathodes, toutes les deux ont une longueur de 277,5 mm. On en distingue deux types selon leur largeur :

- 1- les électrodes de taille 1 équipant les modules de type 1 ; elles sont inclinées et ont une largeur de 18,2 mm,
- 2- les électrodes de taille 3 équipant les autres modules, elles ont une largeur de 16,5 mm.

3.4.1 Les anodes

Les anodes sont des circuits imprimés formés de trois couches de cuivre de 18 μm d'épaisseur. La couche centrale est séparée d'un côté par 150 μm de FR4 et de l'autre côté par deux

couches de "prepreg" (tissu pré-impregné d'époxy et de fibres de verre) de $63\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur chacune (voir figure 3.5). L'épaisseur nominale d'une anode doit être de $(330 \pm 30)\text{ }\mu\text{m}$. Les deux couches externes sont reliées à une haute tension ($+ 2\text{ kV}$) à travers des résistances de protection de $1\text{ M}\Omega$ soudées sur l'anode, tandis que la couche interne sert à recueillir, par effet capacitif, le signal induit par la dérive des électrons dans l'argon liquide (voir figure 3.6). Il est à noter que deux "bus" de haute tension alimentent séparément les faces externes des anodes d'une paire de modules adjacents ; cette précaution est prise pour ne pas perdre un module entier dans le cas d'un court-circuit. (Dans ce cas, la détection se ferait uniquement à partir d'un gap sur deux pour les deux modules en question, et donc diminuerait l'amplitude du signal par un facteur 2). Le décrochement central (partie haute des anodes,

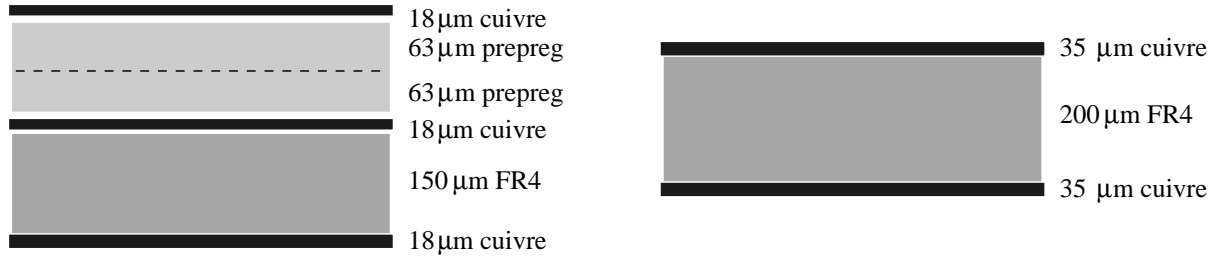


FIG. 3.5 – Composition des différentes couches d'une anode (à gauche) et d'une cathode (à droite).

voir figure 3.6) est utilisé pour les connexions des HT et sert aussi d'emplacement pour les résistances de protection. Une bonne isolation électrique entre les trois couches de cuivre est indispensable pour le fonctionnement des anodes. La tenue à la haute du prepreg utilisé est d'environ $3\text{ kV}/100\mu\text{m}$. Les épaisseurs des anodes et leur tenue à la haute tension seront vérifiées systématiquement au Maroc, avant que les électrodes soient assemblées en modules en France.

3.4.2 Les cathodes

Les cathodes de $(270 \pm 30)\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur sont des circuits à deux couches de cuivre de $35\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur chacune, séparées par $200\text{ }\mu\text{m}$ de FR4 (voir figure 3.5). Les deux couches de cuivre d'une cathode sont reliées entre elles par l'intermédiaire de deux lignes de masse.

3.5 Les cartes-mères

Les modules sont équipés de cartes-mères qui servent à distribuer la haute tension, à injecter les signaux d'étalonnage et à transmettre les signaux provenant des anodes au système électronique de lecture et de traitement. Les cartes-mères sont des circuits imprimés à cinq couches séparées par des couches isolantes en FR4 comme le montre la figure 3.7.

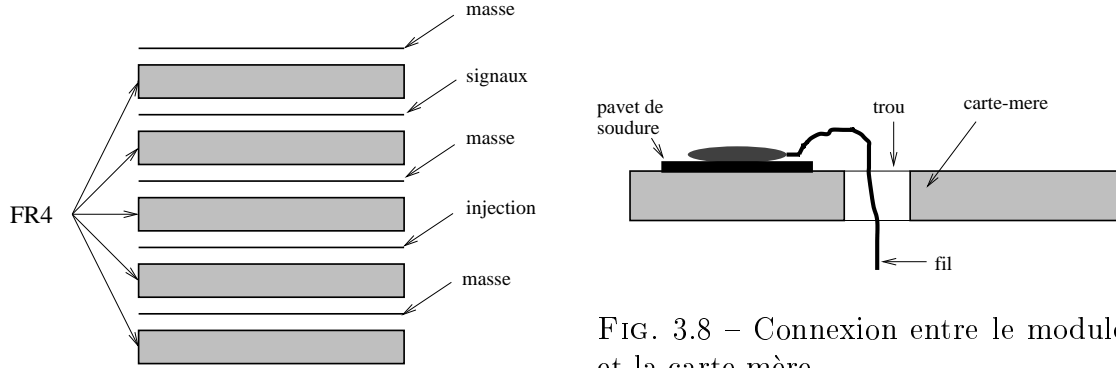


FIG. 3.7 – schéma des couches d'une carte-mère.

FIG. 3.8 – Connexion entre le module et la carte-mère.

Leur épaisseur totale est de $2,3^{+0}_{-0,2}$ mm, leur largeur est de 169 mm et leurs longueurs valent respectivement 280, 297, 321, 356, 404, 477, 562 et 395 mm pour les types 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8. La carte-mère de type 8 est plus longue que le module correspondant ; la marge de 14,4 mm restante sert pour placer les connecteurs bas profils des câbles d'injection des signaux d'étalonnage. Des mesures dimensionnelles ont été faites sur quelques cartes-mères et ont montré un coefficient de contraction de l'ordre de 2,6 mm/m entre 298 K et 77 K. Dans chacune des couches, les pistes sont toutes de même longueur. Leur largeur est égale à $320 \pm 30 \mu\text{m}$ afin d'assurer une impédance de 50Ω . Les cartes-mères sont vissées sur les modules et les connexions électriques cartes-mères-modules sont réalisées par des soudures (voir figure 3.8). Le système d'étalonnage implémenté dans les cartes-mères est représenté sur la figure 3.9. Il se compose de résistances de haute précision (0,1%) possédant une bonne stabilité vis à vis de la variation de la température (25 ppm/ $^{\circ}\text{C}$ entre -55 et +125 $^{\circ}\text{C}$). Les valeurs des résistances ont été mesurées à température ambiante et à basse température dans l'azote liquide à l'aide d'un RLC-mètre (HP 4285A) à une fréquence de 80 kHz [22]. Les résultats des mesures que nous avons effectuées sur une centaine de résistances sont donnés sur le tableau 3.2. Il est à noter que si la résistance d'adaptation de 51Ω en fin de piste n'est pas correctement connectée, alors le signal réfléchi voit à son retour une ligne toujours adaptée à 50Ω évitant ainsi de multiples réflexions à l'intérieur de la carte. La résistance équivalente exprimée par le rapport entre l'amplitude en volt du signal à la sortie du système d'étalonnage, et le courant injecté dans chaque cellule de détection est de 33,4 k Ω à 77 K (dans l'azote liquide) et de 32,9 k Ω à température ambiante pour les cartes-mères de type 1 à 7. Pour les cartes-mères de type 8, la résistance équivalente est de 21,1 k Ω à 77 K, et de

TAB. 3.2 – Valeurs des résistances composant le système d'étalonnage des cartes-mères, mesurées à température ambiante et dans l'azote liquide (77 K)

Valeur nominale des résistances	à température ambiante		à 77 K		$\frac{R_{77}-R_{293}}{R_{293}}$
	valeur moyenne	$\frac{RMS}{R}$	valeur moyenne	$\frac{RMS}{R}$	
2 k Ω	1999,9 Ω	0,02 %	2006,1 Ω	0,08 %	0,31 %
51,1 Ω	51,11 Ω	0,016 %	51,27 Ω	0,06 %	0,32 %
44,2 Ω	44,26 Ω	0,11 %	44,87 Ω	0,54 %	1,38 %
41,2 Ω	41,27 Ω	0,11 %	42,17 Ω	0,66 %	2,18 %

20,65 k Ω à température ambiante. Les résistances de 2 k Ω sont placées le plus près possible des cellules de détection de façon à découpler les capacités des cellules de détection de celles dues aux pistes de la carte. Ceci permet de limiter le bruit électronique qui pourrait être dû à cette capacité. L'inconvénient de cette technique est dû à l'existence de courants importants traversant la carte et pouvant induire des effets de diaphonie. Pour éviter ces effets, les couches d'injection et des signaux ont été séparées par 3 plans de masse (voir figure 3.7). De plus, les tests que j'ai effectués à Grenoble ont montré la nécessité de connecter entre eux les trois plans de masse par un maillage fin (environ tous les centimètres) afin d'éviter les couplages inductifs dus à la rapidité des signaux. Ces connexions sont réalisées par plusieurs centaines de trous métallisés traversant la carte et régulièrement distribués.

Nous avons effectué des tests sur l'une des cartes-mères de type 3 pour étudier les effets de diaphonie [22]. La carte-mère n'était pas connectée sur son module et les cellules de détection ont été remplacées par des capacités équivalentes. Un signal proche de celui attendu dans ATLAS a été injecté dans toutes les voies sauf celle étudiée à laquelle nous avons volontairement enlevé la résistance de 2 k Ω afin que la voie en question ne reçoive aucun signal. Le signal injecté a une forme exponentielle rapide de temps de montée entre 10 % et 90 % de l'amplitude maximale de 1,5 ns et de constante de temps de 400 ns.

a- le signal injecté (courbe 1 avec une échelle verticale de 20 mV/division),

b- la réponse électronique après amplification et mise en forme par un filtre CR-RC² de constante de temps CR=15 ns (courbe 2 avec une échelle verticale de 50 mV/division),

c- le signal dû à la diaphonie amplifié et mis en forme comme précédemment (courbe 3 avec une échelle verticale de 50 mV/division).

L'échelle horizontale est de 100 ns/division.

L'effet de diaphonie mesurée est de 0,8 % et reste tout à fait acceptable.

La figure 3.11 montre l'amplitude de la réponse électronique après amplification et mise en forme des 16 voies de la carte-mère mesurée à température ambiante et dans l'azote liquide. Dans les deux cas on remarque qu'il y a une bonne uniformité ; la dispersion ne dépasse pas 0,5 %.

Ces tests ont permis de confirmer les choix effectués dans la conception des cartes-mères.

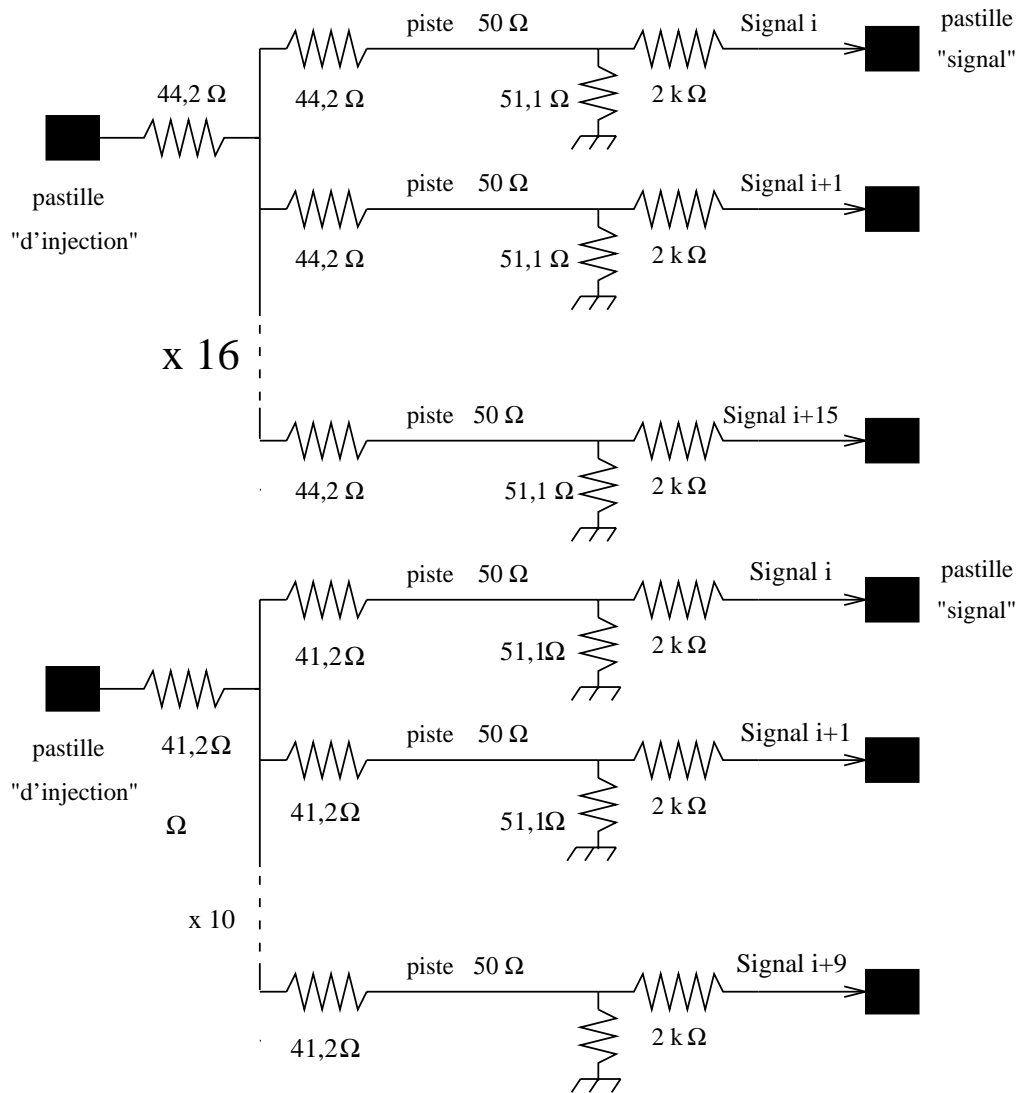


FIG. 3.9 – Système d'injection des signaux d'étalonnage implementé dans les cartes-mères de types 1 à 7 (en haut) et de type 8 (en bas)

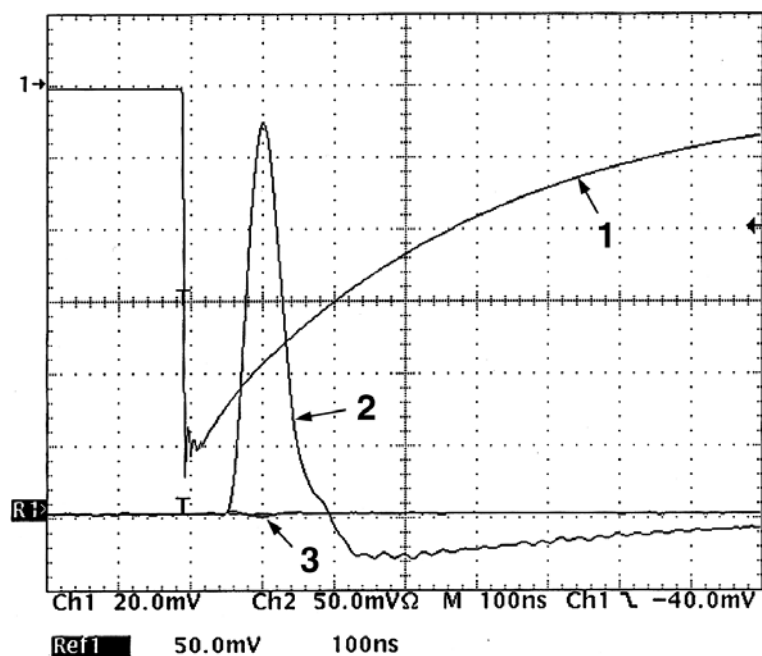


FIG. 3.10 – Signal test injecté dans une voie de la carte-mère (courbe 1, échelle verticale de 20 mV/division), réponse de la voie (courbe 2, échelle verticale de 50 mV/division) et signal dû à l'effet de diaphonie (courbe 3, échelle verticale de 50 mV/division).

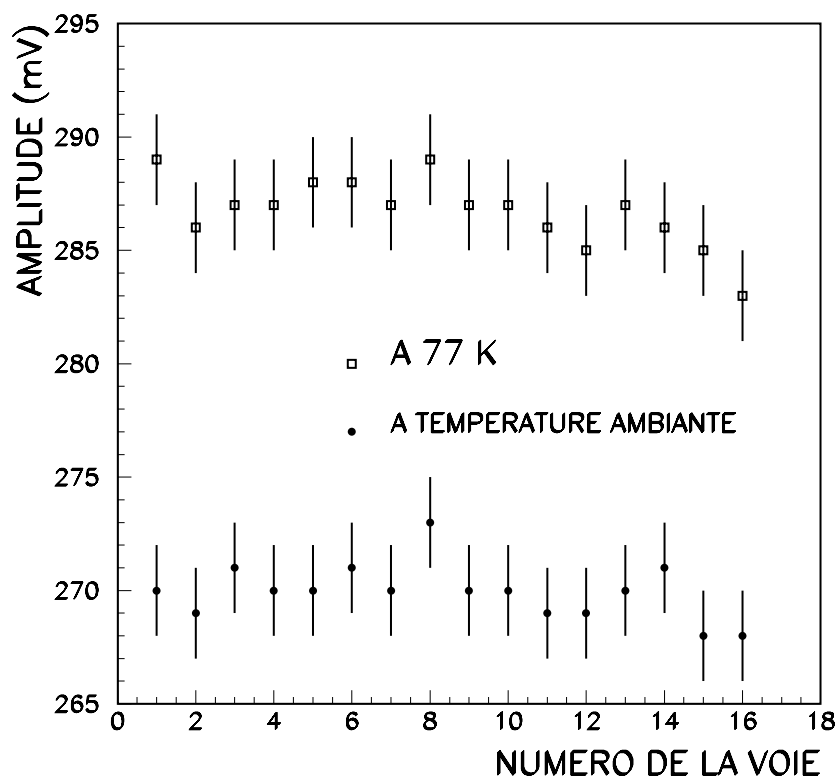


FIG. 3.11 – Amplitudes des réponses des 16 voies d'une carte-mère de type 3 à température ambiante et à 77 K.

3.6 Le câblage

La distribution des signaux d'étalonnage et la transmission des signaux physiques produits par le pré-échantillonneur est effectuée par des câbles coaxiaux qui doivent avoir les propriétés suivantes :

- une impédance de $50\ \Omega$ à basse température avec une précision de $\pm 5\%$,
- un faible diamètre (de l'ordre du millimètre) pour éviter les problèmes d'encombrement dus à leur nombre élevé (122 câbles signaux, 8 câbles d'injection et 8 câbles HT par secteur),
- une faible atténuation du signal ($< 10\ \%$ sur une longueur de 5 m),
- une bonne résistance aux irradiations,
- une faible diaphonie notamment au niveau de leur assemblage sur les connecteurs.

Huit câbles coaxiaux permettent d'injecter des signaux d'étalonnage respectivement dans chacune des 8 cartes-mères.

Les signaux des 122 voies d'un secteur sont transmis par des câbles coaxiaux rassemblés sur deux connecteurs à 64 voies chacun (les 6 voies signaux restantes sont reliées à la masse). Tous les câbles signaux sont soudés sur les cartes-mères et vérifiés au fur et à mesure grâce à un système de contrôle composé de 64 diodes ordonnées qui s'allument une à une permettant de valider les soudures et d'éviter une éventuelle permutation entre câbles (voir figure 3.12).

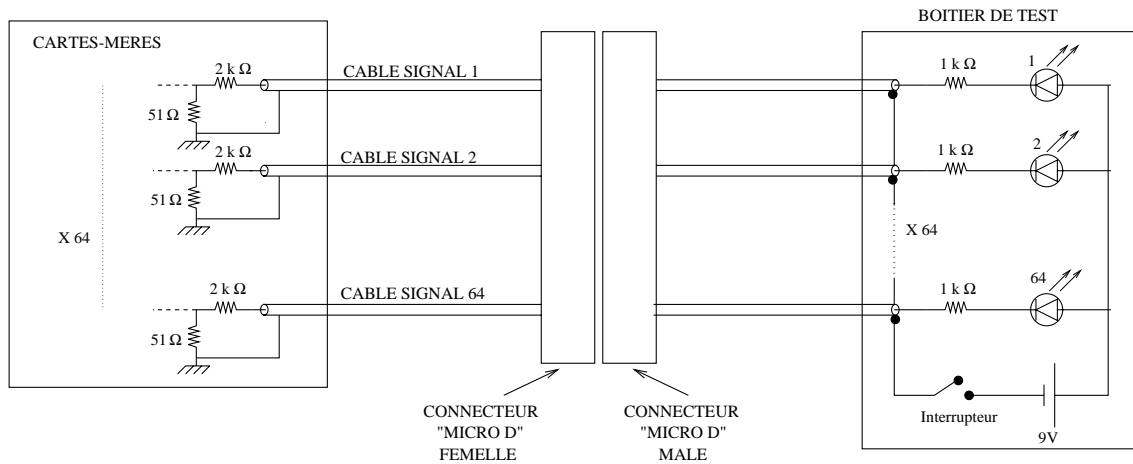


FIG. 3.12 – Tests des soudures des câbles signaux sur la carte-mère.

Chaque secteur utilise 8 câbles de haute tension assemblés à une extrémité par un connecteur spécifique HT à 8 voies ; l'autre extrémité est soudée sur les cartes-mères tout comme les câbles précédents pour limiter l'encombrement. J'ai effectué des tests pour étudier l'effet de diaphonie directe entre câbles d'étalonnage et câbles signaux [22]. Nous avons alors envoyé un signal exponentiel rapide (temps de montée entre 10 % et 90 % égal à 1,6 ns et de

constante de temps égale à 370 ns) successivement dans le système d'étalonnage de la carte-mère, et dans un câble terminé par une résistance de $50\ \Omega$ soudée sur la carte-mère comme le montre la figure 3.13. Ce dernier câble a été placé parallèlement au câble de lecture de l'une des cellules de détection sur une longueur de 1,8 m. Par ailleurs la distance de séparation entre ces deux câbles pouvait être modifiée. Les signaux de sorties ont été amplifiés et mis en forme avec un filtre CR-RC² de constante de temps de 25 ns. La diaphonie que nous avons ainsi mesurée est de l'ordre de 0,2 %. En fait le courant réellement injecté dans une voie est 640 fois plus faible que le courant circulant dans le câble d'injection. L'effet de diaphonie entre câble d'injection et câble signal est donc 640 fois plus faible que ce qu'on mesure. Les résultats que nous avons obtenus à différentes distances sont résumés dans le tableau 3.3.

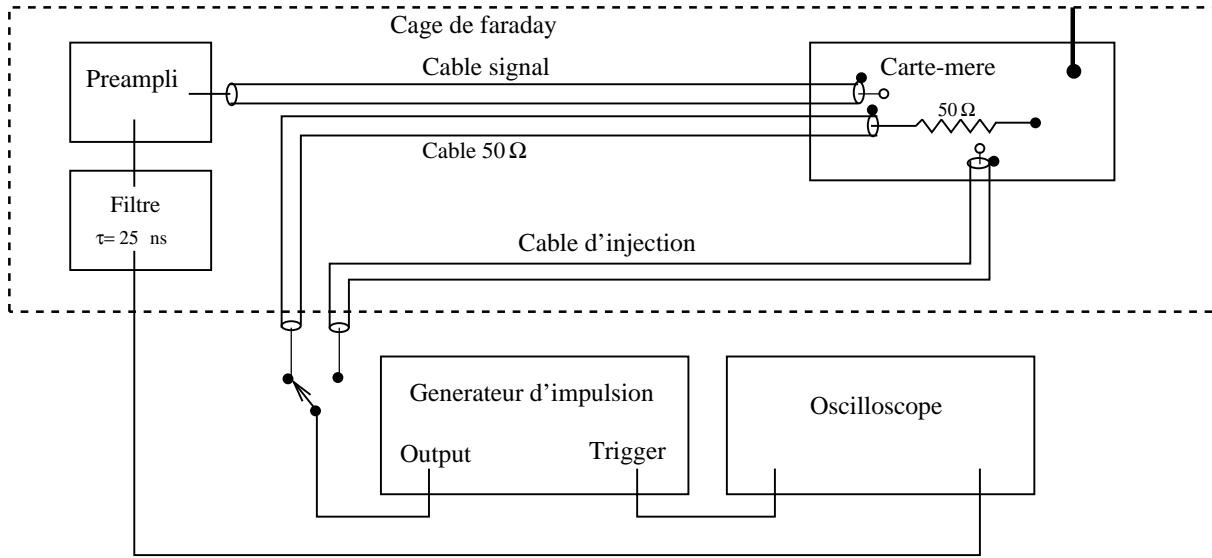


FIG. 3.13 – Montage utilisé pour l'étude de la diaphonie entre câbles.

TAB. 3.3 – Effet de diaphonie entre câbles d'étalonnage et câbles signaux séparés par différentes distances

distance (cm)	1	2	5	10
Diaphonie mesurée (%)	0,22	0,19	0,18	0,16
Diaphonie entre câble (%)	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$

3.7 Principe de fonctionnement

Comme décrit précédemment, le pré-échantillonneur se présente comme une couche d'argon liquide de 11 mm d'épaisseur équipée d'électrodes disposées perpendiculairement à l'axe Z (axe des faisceaux de protons incidents). Lorsqu'une particule électromagnétique (e^- , e^+ ou γ) traverse le milieu actif, elle dépose une partie de son énergie en interagissant avec l'argon. À haute énergie (au dessus de 1 GeV) les mécanismes d'interaction dominants sont la création de paires (e^- , e^+) par les photons, et le rayonnement de freinage (émission d'un photon) par les électrons. Par suite d'une série d'interactions se développe alors toute une cascade de particules appelée gerbe. Lorsque l'énergie devient inférieure à l'énergie critique, ce sont les mécanismes d'ionisation qui dominent pour les électrons et les effets Compton et photoélectrique pour les photons. Les électrons d'ionisation ainsi obtenus dérivent sous l'effet du champ électrique (1 kV/mm) vers les anodes et induisent alors un courant électrique sur les électrodes (voir figure 3.14). La mesure du courant électrique induit ou encore de la quantité de charge produite Q permet de remonter à la quantité d'énergie déposée. Les électrons dérivent typiquement à une vitesse $v = 5 \cdot 10^3 \text{ m s}^{-1}$. Les ions Ar^+ ont une mobilité beaucoup moins importante que celle des électrons (10^{-4}) et sont donc considérés comme étant immobiles. On suppose aussi que la charge est uniformément répartie le long de la trace. Le déplacement des électrons d'ionisation d'une distance Δx vers l'anode induit dans le circuit externe une charge :

$$\Delta q = Q \frac{\Delta x}{d} = Q \frac{v}{d} \Delta t$$

où d est le gap séparant la cathode de l'anode.

On en déduit un courant :

$$\begin{cases} i(t) = \frac{\Delta q(t)}{\Delta t} = \frac{Q}{d} v (1 - \frac{v}{d} t) & \text{pour } t \leq \frac{d}{v} \\ i(t) = 0 & \text{pour } t > \frac{d}{v} \end{cases}$$

Ce courant a donc une forme triangulaire avec un maximum $i_0 = \frac{Q}{d} v$. Dans le cas du pré-échantillonneur, typiquement un courant maximum $i_0 = 16 \text{ nA}$ est produit pour une énergie déposée de 1 MeV.

Remarques :

- La charge totale collectée est $q_{ind} = \int i(t) dt = Q/2$. La charge Q peut être affectée d'une part par l'effet de recombinaison des paires (e^- , Ar^+) et d'autre part par la présence éventuelle d'impuretés électronégatives dans l'argon (telles que O_2 , N_2 , etc.) qui piègent les électrons. La fraction d'électrons collectés est un paramètre très important pour les détecteurs à argon liquide. Cette fraction dépend du champ électrique appliqué et de la concentration des impuretés. Des études ont été faites sur différents composants du détecteur pour évaluer l'impact des matériaux utilisés sur la pureté de l'argon liquide. En particulier le phénomène de radiolyse dû au taux élevé de neutrons peut conduire à une augmentation du taux d'impuretés électronégatives. Une partie de ces études a été effectuée à SARA (Système Accélérateur

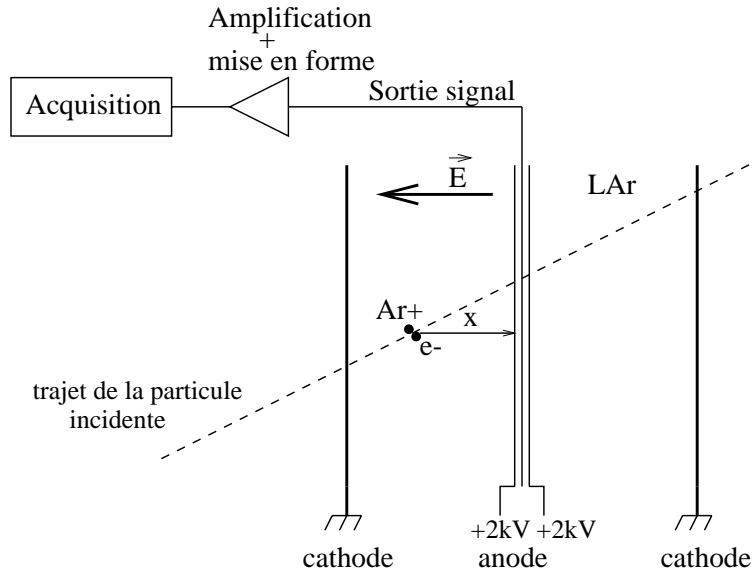


FIG. 3.14 – Principe de détection dans l'argon liquide.

Rhône Alpes) [23] [24] [25]. Les résultats ont montré que les matériaux utilisés dans le pré-échantillonneur ne présenteront pas de risque pour la pureté de l'argon liquide pendant au moins 10 années de fonctionnement.

- La valeur initiale du courant récolté est directement proportionnelle à la charge déposée, ce qui implique que toute l'information concernant l'énergie de la particule détectée est contenue dans le tout début du signal. De plus, la durée du signal triangulaire, qui est aussi le temps de dérive des électrons entre les électrodes, est d'environ 420 ns, ce qui est plus élevé que la période des croisements des faisceaux de protons (25 ns) et ne permet donc pas d'intégrer le signal durant tout le temps de dérive des électrons. Le signal doit alors être intégré durant les premiers instants de dérive. Le temps de la mesure ou encore le temps de mise en forme du signal est choisi de façon à optimiser le rapport signal/bruit comme on le verra au paragraphe suivant.

3.8 Électronique de lecture

Le système d'électronique doit lire les 190000 voies provenant du pré-échantillonneur, du calorimètre électromagnétique, des bouchons hadroniques et des calorimètres avant. Ces sous-détecteurs produisent à leur sortie des courants de forme triangulaire avec un front de montée rapide de l'ordre de quelques nano-secondes. La durée du signal et l'amplitude du courant varient d'un sous-détecteur à l'autre. Les signaux provenant du détecteur sont traités par différents étages d'électronique avant d'être transmis au système d'acquisition.

L'électronique analogique du calorimètre central et du pré-échantillonneur est placée au dessus des passages cryogéniques du cryostat entre le tonneau et les bouchons hadroniques. Un tel emplacement permet : 1) de minimiser la présence de matériaux électroniques devant les calorimètres, 2) d'utiliser des câbles de longueur réduite, 3) d'être dans une zone de faible taux de radiations tout en restant proche du détecteur et 4) de pouvoir relier la masse des paniers d'électronique à celle du cryostat. L'électronique digitale est placée à l'extérieur du détecteur. L'électronique utilisée dans ATLAS doit répondre aux critères suivants :

- une grande dynamique,
- un bas bruit,
- une réponse rapide,
- une faible puissance dissipée,
- une bonne stabilité thermique.

Les préamplificateurs ont pour rôle d'amplifier le signal de façon à ce qu'il soit supérieur au bruit des étages en aval. Les formeurs-amplificateurs permettent d'optimiser le rapport signal/bruit. Le temps de mise en forme est choisi de façon à minimiser le bruit qui est la somme quadratique du bruit électronique (qui diminue avec l'augmentation du temps de mise en forme) et du bruit d'empilement (qui croît avec l'augmentation du temps de mise en forme). Les formeurs du pré-échantillonneur consistent en une différentiation (CR) et deux intégrations (RC). La différentiation permet de minimiser la contribution du bruit d'empilement dû à la longue durée du signal (~ 420 ns). L'intégration permet de réduire le bruit électronique en filtrant les hautes fréquences. Les formeurs permettent aussi de réduire le décalage de la ligne de base du signal. Le bruit d'empilement a été déterminé à l'aide de simulations et conduit à une constante de temps RC optimum de 29 ns à 17 ns suivant la position en η [26].

Chaque formeur produit 3 signaux de sorties avec des gains approximativement dans les rapports 1, 10 et 100. Ces signaux sont ensuite échantillonnés à une fréquence de 40 MHz, puis stockés dans une matrice de mémoires analogiques ("pipe-line" ou "Switched Capacitor Array" (SCA)) durant la latence du déclencheur de premier niveau (soit $2,5 \mu\text{s}$ maximum). La phase de l'horloge d'échantillonnage est ajustée de façon à ce que l'un des échantillons coïncide avec le pic du signal à ± 2 ns près. Si le déclencheur accepte l'événement, 5 échantillons autour du pic sont extraits et numérisés par un convertisseur analogique-digital de 12 bits. Les résultats sont ensuite envoyés à l'extérieur du détecteur ATLAS par des liens optiques numériques.

Chapitre 4

TESTS DE VALIDATION ET DE CARACTÉRISATION DES MODULES ET DES SECTEURS DU PRÉ-ÉCHANTILLONNEUR

4.1 Introduction

Dans la première partie de ce chapitre, je décrirai les tests de validation que nous avons conçus pour vérifier systématiquement tous les secteurs du pré-échantillonneur ; dans la deuxième je parlerai des tests complémentaires que nous avons effectués à l'ISN et au CERN. Jusqu'à présent deux secteurs ont été construits et testés, par suite tous les résultats présentés dans les deux derniers chapitres concerneront ces deux secteurs.

4.2 Tests de validation des secteurs et de leurs composants

4.2.1 Généralités

Avant l'assemblage d'un secteur du pré-échantillonneur, les cartes-mères et les modules qui le composent subissent des tests électriques permettant de vérifier leur fonctionnement. Après validation, les cartes-mères sont montées sur les modules correspondants. Le secteur

est ensuite assemblé puis testé. Dans ATLAS, le pré-échantillonneur devra fonctionner dans l'argon liquide, par conséquent le fonctionnement des secteurs est contrôlé tout d'abord à température ambiante puis à basse température dans de l'azote liquide. Le choix de l'azote liquide dont la température de liquéfaction ($-195,5\text{ }^{\circ}\text{C}$) est très proche de celle de l'argon ($-185,8\text{ }^{\circ}\text{C}$) se justifie par son coût largement inférieur. Cette opération de contrôle est effectuée grâce à un banc de test qui a été conçu et réalisé à l'ISN de Grenoble et auquel est associée une électronique proche de celle qui sera utilisée dans ATLAS. Il est à noter que des tests mécaniques sont également effectués sur les secteurs et leurs principaux composants.

4.2.2 Tests des cartes-mères

Pour chaque lot de production, un échantillon de quelques unités de chaque type de carte-mère est systématiquement contrôlé. La continuité des pistes internes est vérifiée à l'aide d'un ohmmètre en mesurant la résistance entre les différents pavés situés sur la face supérieure des cartes-mères, c'est à dire, entre les deux extrémités de chaque piste (voir figure 4.1). Les valeurs mesurées doivent être pratiquement nulles. La planéité des cartes-mères de l'échantillon

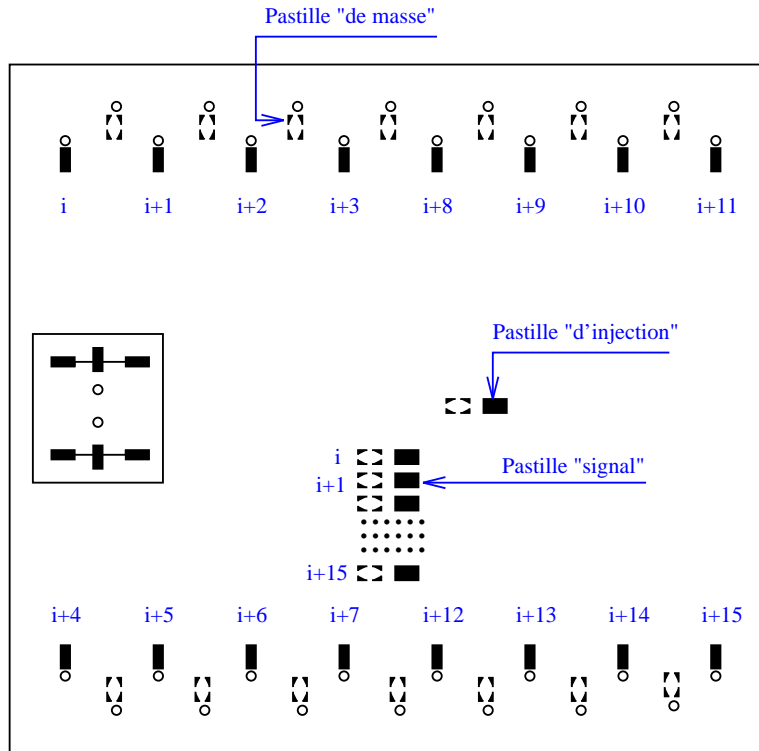


FIG. 4.1 – Pastilles d'injection, de masse et des sorties signaux sur la face supérieure d'une carte-mère.

est contrôlée à température ambiante, elle doit être inférieure à $\pm 0,1\text{ mm}$ quand une force

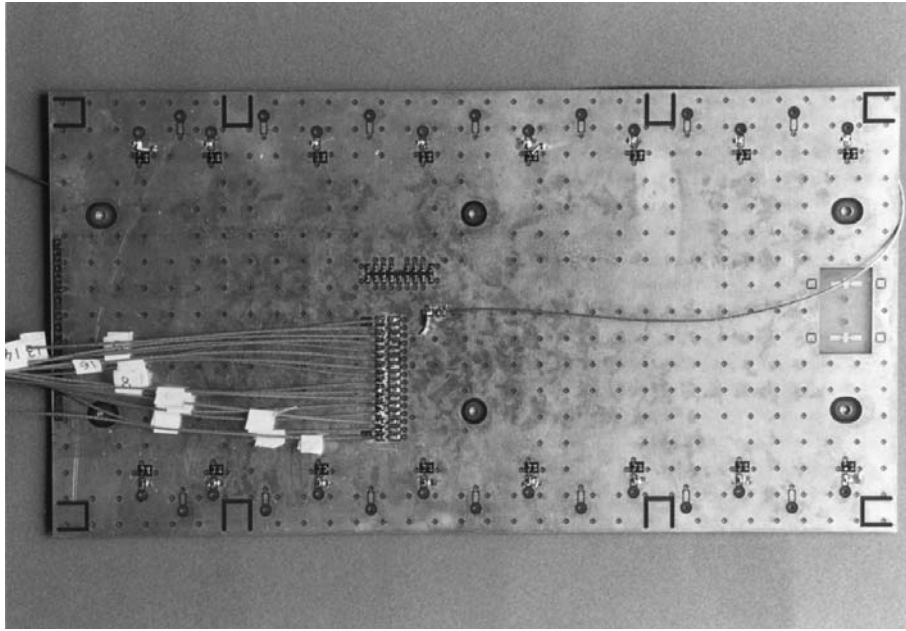


FIG. 4.2 – Photographie d'une carte-mère

de 2 N est appliquée au centre de la carte. Les dimensions des cartes-mères sont mesurées à température ambiante et dans l'azote liquide. Le coefficient de dilatation thermique doit être de $(0,25 \pm 0,05) \%$. Après retour à la température ambiante, la continuité électrique des pistes est de nouveau vérifiée.

Les cartes-mères sont ensuite envoyées dans une entreprise pour y être câblées, c'est-à-dire, pour placer et souder les résistances du système d'étalonnage. La figure 4.2 montre la photographie d'une carte-mère. Les soudures et les valeurs des résistances sont vérifiées à l'aide d'un ohmmètre en mesurant la résistance entre le pavé d'injection global de la carte-mère et chacune des voies de sortie. La valeur mesurée doit être égale à $(2070 \pm 3) \Omega$ pour les types 1 à 7. Toute anomalie se traduit par un écart important par rapport à cette valeur. Par exemple :

- si la résistance d'injection globale de 44Ω n'est pas bien connectée alors la valeur mesurée sera infinie ;
- si une résistance de 44Ω d'une voie n'est pas bien connectée alors la valeur mesurée sera d'environ 2101Ω ;
- si une résistance de 51Ω n'est pas bien connectée alors la valeur mesurée sera d'environ 2089Ω ;
- si une résistance de $2 \text{ k}\Omega$ n'est pas bien connectée alors on obtiendra une valeur infinie sur la voie correspondante.

Les défauts liés aux résistances peuvent être corrigés en remplaçant les résistances défectueuses. Par contre, dans le cas de la discontinuité d'une piste, d'un défaut de dimension ou de planéité, la carte-mère est rejetée. Sur les 192 cartes-mères fabriquées et testées à ce jour

et dont j'ai eu la responsabilité, seules quelques unités ont été rejetées à cause de défauts mécaniques plutôt mineurs.

4.2.3 Tests des modules

Des tests sont effectués sur les modules avant de les équiper de leur carte-mère afin de vérifier :

- 1- l'isolation électrique entre la masse, les lignes de HT et les différentes sorties des signaux ;
- 2- les connexions entre les faces externes des anodes et les lignes de HT correspondantes ;
- 3- les connexions entre les couches internes des anodes appartenant à la même cellule de lecture.

Je vais décrire ci-après les tests que j'ai mis en place, qui répondent aux 3 points précédents et qui seront systématiquement effectués sur tous les secteurs et leurs composants.

4.2.3.1 Tests d'isolation électrique

Dans ces tests, on utilise un isolmètre fonctionnant à 1 kV.

- On mesure la résistance entre chacun des bus de HT et la masse. La valeur obtenue doit être au moins égale à 10 G Ω .
- On relie les sorties signaux du module entre elles à l'aide de grappes-fils et on mesure la résistance entre ces sorties signaux et le bus de masse. La valeur obtenue doit être au moins égale à 1 G Ω .
- On mesure la résistance entre les sorties signaux (reliées entre elles) et chacun des bus de HT. La valeur obtenue doit être au moins égale à 10 G Ω .

4.2.3.2 Vérification des connexions HT

Afin de vérifier les connexions entre les bus de HT et les faces externes des anodes d'une part et les sorties signaux et les faces internes des anodes correspondantes d'autre part, on envoie un signal sinusoïdal de 10 V d'amplitude crête-à-crête et de fréquence 2 kHz successivement dans les deux bus de HT. La réponse des voies du module est également un signal sinusoïdal dont l'amplitude dépend du nombre N d'anodes par cellule. Le tableau 4.1 donne les amplitudes des signaux de sortie pour chaque module lus aux bornes d'une résistance de 1 k Ω (voir figure 4.3).

J'ai écrit des programmes de simulation avec le logiciel Spice (version 62i) pour estimer les réponses des cellules des modules à des signaux tests injectés soit dans le système d'étalonnage des cartes-mères, soit dans les lignes de HT. Les circuits électroniques équivalents

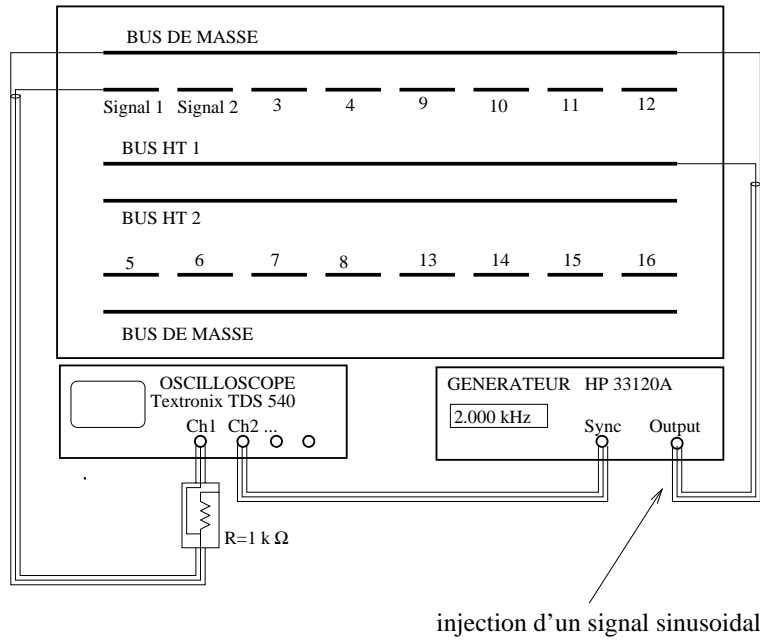


FIG. 4.3 – Montage électronique utilisé pour le contrôle des connexions électriques des modules du pré-échantillonneur.

que j'ai utilisés sont représentés sur les figures 4.4, 4.5 et 4.6 respectivement pour les cellules élémentaires, les cellules de détection et les modules. Ces simulations ont permis d'évaluer l'effet d'éventuelles connexions défectueuses sur l'amplitude du signal de sortie et ont montré que si une résistance de protection de $1\text{ M}\Omega$ n'est pas correctement connectée sur l'anode, alors l'amplitude de la réponse de la voie en question diminuera d'un facteur $1/2N$, soit d'environ 10 mV à 20 mV . Cet écart peut être facilement observé par un oscilloscope numérique.

Après validation des tests précédents, les cartes-mères sont installées sur les modules. Les différentes connexions sont vérifiées en injectant un signal sinusoïdal d'amplitude 10 V crête-à-crête et de fréquence de 2 kHz successivement dans les deux bus de HT et en mesurant l'amplitude de la réponse (sinusoïdale) de chacune des voies. Le tableau 4.2 donne les valeurs mesurées ainsi que les valeurs obtenues par simulation. Les simulations montrent qu'une mauvaise connexion entre une anode et le bus de HT entraînerait une diminution de l'amplitude d'un facteur $1/N$ sur la voie correspondante, c'est-à-dire, deux fois plus élevée que précédemment, en raison du système d'étalonnage qui modifie le schéma électronique précédent.

TAB. 4.1 – Réponse à un signal sinusoïdal pour les 8 types de modules.

Type de module	Nombre d'anodes par cellule	Amplitude (mV) à température ambiante	Amplitude (mV) à 77 K
1	7	281	210
2	8	318	246
3	9	358	280
4	10	398	312
5	11	438	350
6	13	512	420
7	16	624	518
8	18	680	600
	14	542	476

TAB. 4.2 – Réponse à un signal sinusoïdal des 8 types de modules équipés de leurs cartes-mères.

Type de module	Amplitude (mV) mesurée	Amplitude (mV) simulée
1	270	264
2	310	302
3	342	334
4	385	381
5	418	412
6	495	482
7	605	602
8	673	686
	528	543

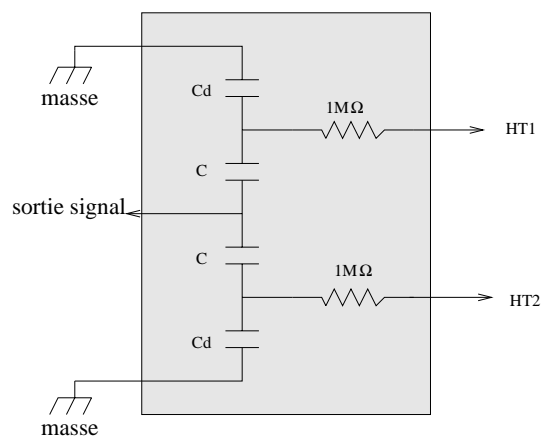


FIG. 4.4 - Schéma électronique équivalent d'une cellule élémentaire .

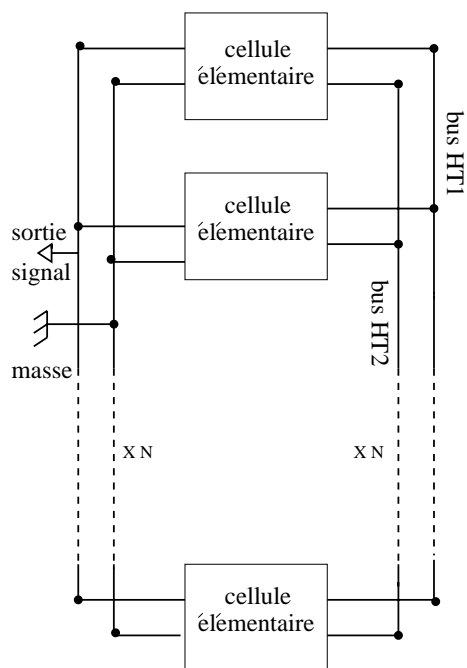


FIG. 4.5 - Schéma électronique équivalent d'une cellule de détection.

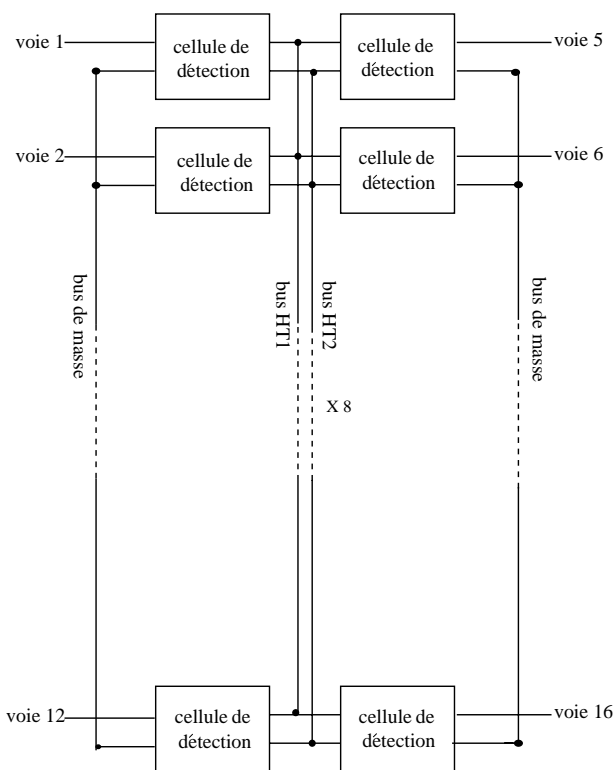


FIG. 4.6 - Schéma électronique équivalent d'un module.

4.2.4 Tests des secteurs

Le fonctionnement d'un secteur entier est contrôlé à température ambiante et à basse température par un banc de test conçu et réalisé à l'ISN. L'électronique utilisée est très proche de celle prévue pour ATLAS. Ce banc de test permet d'étudier le comportement des modules à haute tension, d'étalonner les réponses des 122 voies, de mesurer le bruit provenant de chacune des voies et de vérifier les connexions entre les modules, les cartes-mères et les câbles [27]. Les mesures doivent être assez précises pour pouvoir détecter toute anomalie dans le fonctionnement du secteur. L'évaluation du bruit requiert un dispositif performant, découplé des sources de bruit extérieures, par conséquent les tests sont effectués à l'intérieur d'une cage de Faraday à double grillage. Le secteur est placé à l'intérieur d'un cryostat de 350cm×40cm×40cm, lui même situé à l'intérieur de la cage de Faraday. La figure 4.7 montre deux photos du dispositif et la figure 4.8 décrit le schéma électronique avec les différents appareils constituant le banc de test. Les 122 amplificateurs, le multiplexeur et le filtre CR-RC² sont placés à l'intérieur de la cage, tandis que le PC, l'oscilloscope numérique et le générateur d'impulsions sont placés à l'extérieur de la cage à cause du bruit électronique qu'ils produisent (les 122 amplificateurs sont nécessaires afin de dégager le bruit propre à chaque cellule de détection de celui provenant du module de multiplexage).

Les tests sont automatisés de façon à contrôler un secteur entier, voie par voie. Les différents instruments sont alors contrôlés par le PC grâce à un programme LabWindow¹. Le générateur d'impulsions et l'oscilloscope numérique sont reliés au PC par des câbles GPIB. Afin d'éviter le passage de ces câbles et donc l'introduction de bruit à l'intérieur de la cage de Faraday, la communication s'effectue par une liaison opto-électronique (voir figure 4.9) entre le PC et le multiplexeur et par des liens optiques entre le PC et le filtre. Les résultats des mesures sont stockés dans un fichier que nous analysons ensuite à l'aide des logiciels PAW [28] ou ROOT [29].

Les tests sont d'abord effectués à température ambiante, puis à basse température. Le test d'un secteur à température ambiante permet une vérification préliminaire et nous laisse la possibilité d'intervenir avant de lancer la procédure assez contraignante de refroidissement. On notera que l'impédance des câbles, la capacité des cellules de détection et par conséquent le bruit en sortie des cellules varient en fonction de la température. Le refroidissement se fait d'une façon uniforme et lente (environ 17 °C/h) pour éviter de trop fortes contraintes thermiques et donc les problèmes de déformations mécaniques. L'injection de l'azote liquide est contrôlée par un autre PC à l'aide d'un programme LabView. Cinq sondes de température sont placées à l'intérieur du cryostat à différents endroits, et sont continuellement lues par le PC. Le programme commande l'ouverture de la vanne d'injection d'azote en fonction de la différence des températures indiquées par les 5 sondes. On exige que cette différence ne doit pas dépasser 6°C. La figure 4.10 montre la courbe de descente en température effectivement suivie (courbe 1) par rapport à la rampe programmée (courbe 2).

¹LabWindow est un produit de National Instruments Corporation

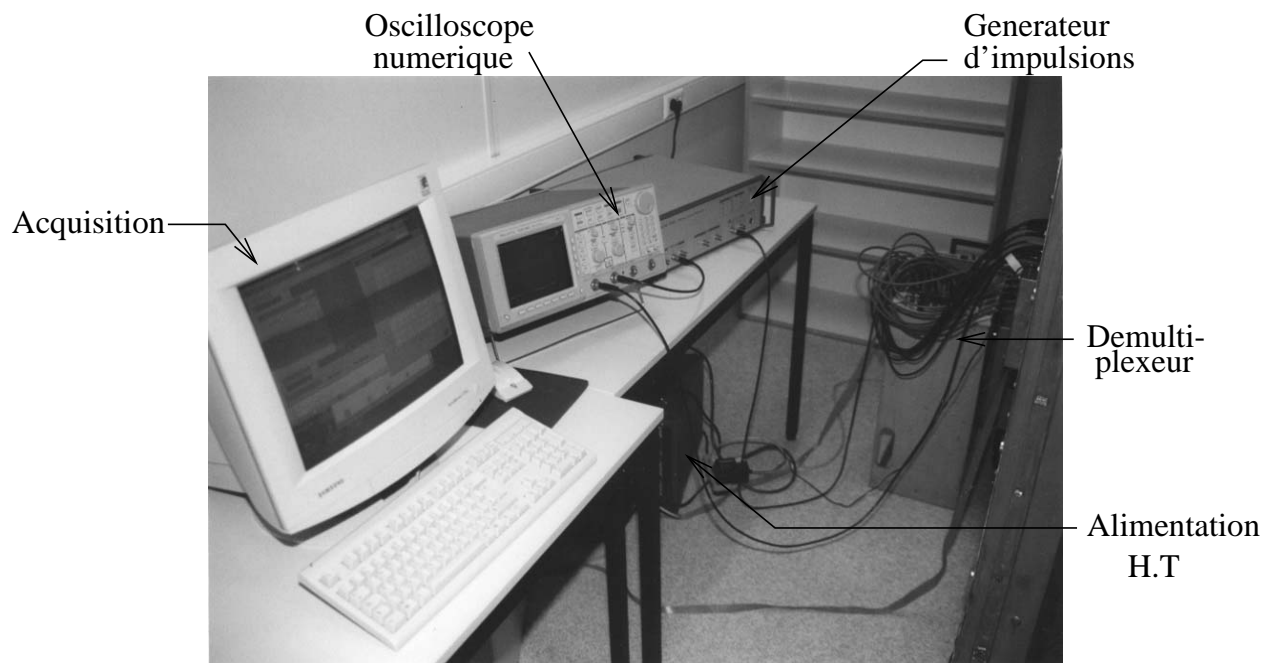
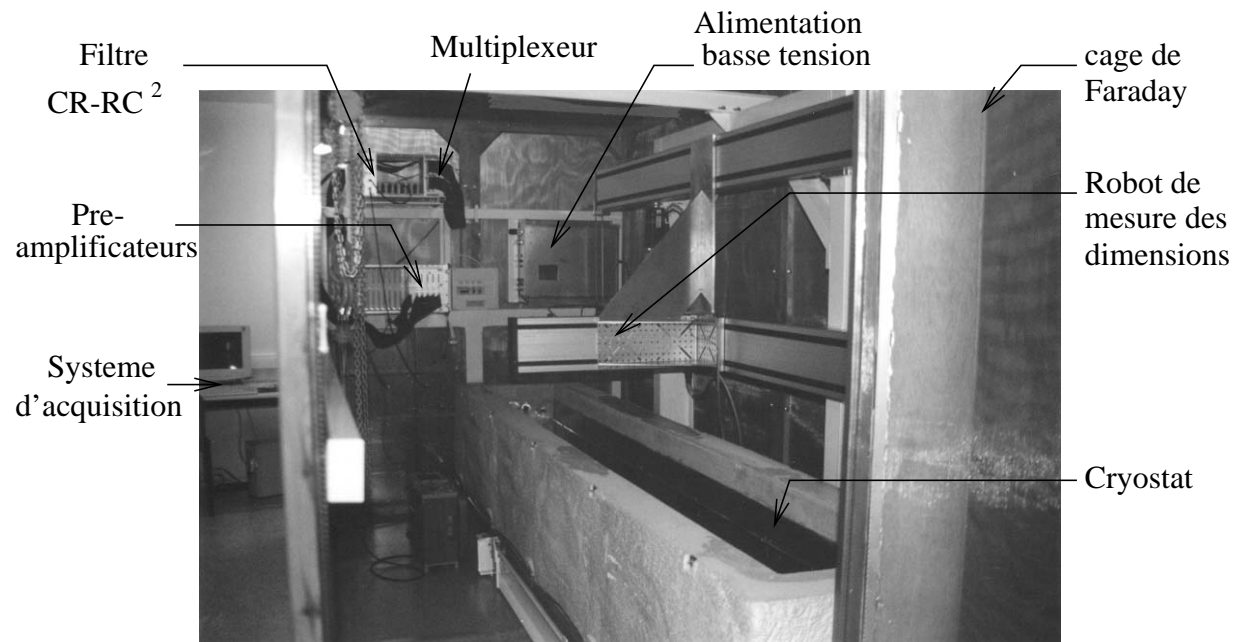


FIG. 4.7 – Photographies du banc de test utilisé pour le contrôle des secteurs du pré-échantillonneur.

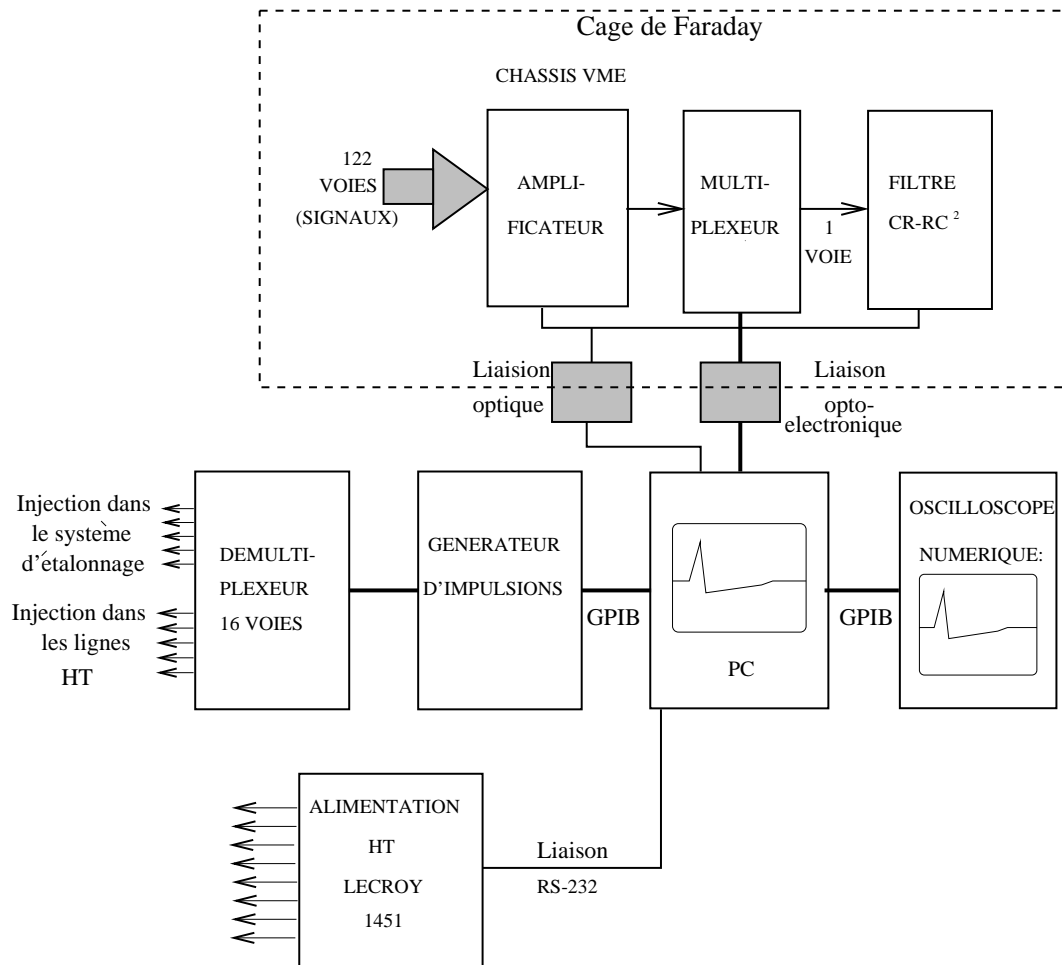


FIG. 4.8 – schéma électronique du banc de test utilisé pour le contrôle des secteurs du pré-échantillonneur.

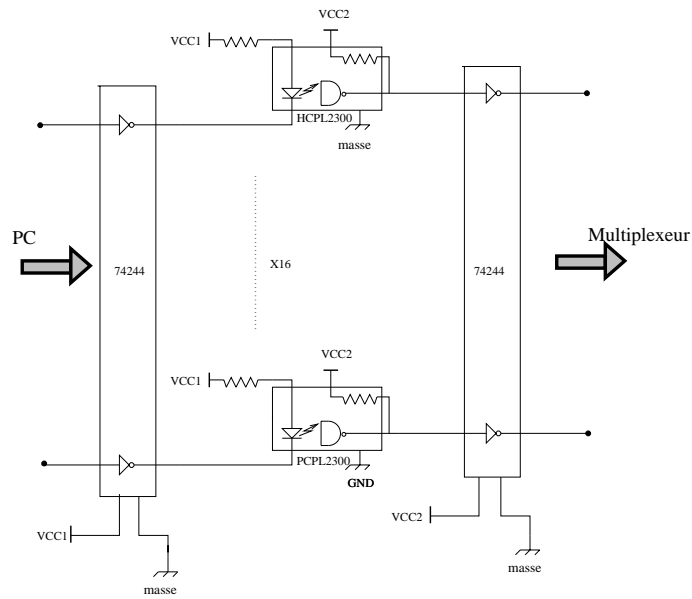


FIG. 4.9 – schéma électronique de la liaison opto-électronique.

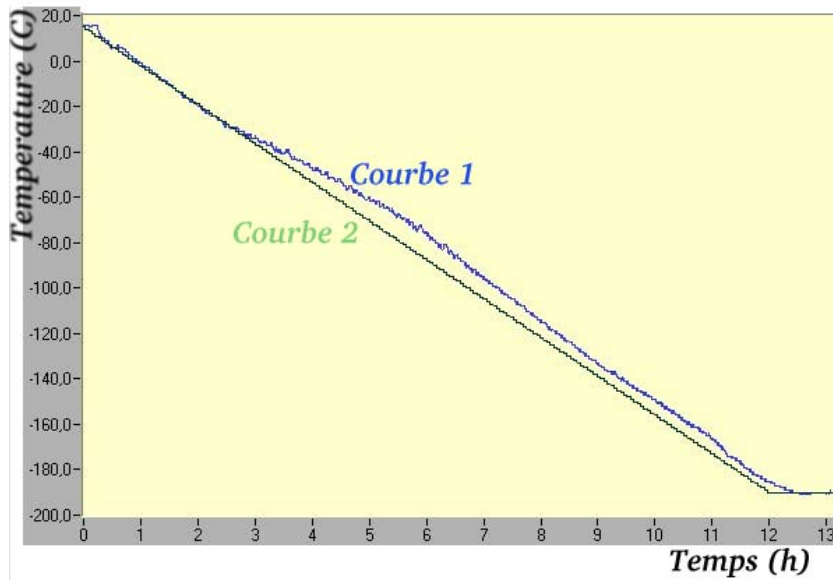


FIG. 4.10 – Courbes effective (courbe 1) et programmée (courbe 2) pour le refroidissement du secteur.

4.2.4.1 Tenue à la haute tension

Pour tester la tenue des modules à la haute tension, on mesure le courant de fuite lorsque ceux-ci sont portés à une haute tension de 2 kV. L'alimentation HT utilisée (LeCroy 1451) permet de mesurer le courant de fuite avec une précision de 10 nA. Cette mesure est assez sensible au taux d'humidité, d'où la nécessité d'injecter de l'azote gazeux sec à l'intérieur du cryostat pour les tests à température ambiante. Dans le cas des tests à basse température, le niveau d'azote liquide doit largement dépasser la hauteur du secteur dans le cryostat ce qui est contrôlé par une jauge de niveau. Le tableau 4.3 donne les courants de fuite mesurés pour le secteur 1 à température ambiante et à basse température (les valeurs que j'ai mesurées pour le secteur 2 sont du même ordre de grandeur).

TAB. 4.3 – Courants de fuites mesurés pour le secteur 1 à température ambiante (dans l'azote gazeux) et à 77 K (dans l'azote liquide).

Numéro des modules	Courant de fuite (nA) à température ambiante		Courant de fuite (nA) dans l'azote liquide	
	HT1 = 2 kV	HT2 = 2 kV	HT1 = 2 kV	HT2 = 2 kV
1 - 2	30	30	0	0
3 - 4	40	40	10	10
5 - 6	50	60	20	30
7 - 8	50	80	10	40

4.2.4.2 Mesures d'étalonnage

Les réponses des 122 voies d'un secteur sont étalonnées en injectant un signal test dans le système d'étalonnage de chaque carte-mère et en mesurant l'amplitude de la réponse après amplification et mise en forme. Ceci nous permet de vérifier d'une part les connexions et les valeurs des résistances du système d'étalonnage et d'autre part les connexions des câbles d'injection et des câbles signaux.

Le signal injecté a une forme triangulaire similaire à un signal produit par un électron dans le détecteur. Il a une durée de 400 ns, un temps de montée d'environ 5 ns et une amplitude de 120 mV. La figure 4.11 montre le signal test injecté et la réponse moyenne d'une voie d'un module de type 1 mesurée après amplification et mise en forme avec un filtre CR-RC² de constante de temps CR=25 ns. Dans ce cas la réponse est échantillonnée à une fréquence de 500 MHz. L'amplitude de cette réponse dépend entre autre des résistances composant les circuits d'étalonnage et des capacités des cellules de détection. Elle dépend donc du type du module et doit être uniforme (après correction des gains des pré-amplificateurs) pour les cellules de détection d'un même module. La figure 4.12 montre la distribution et la dispersion

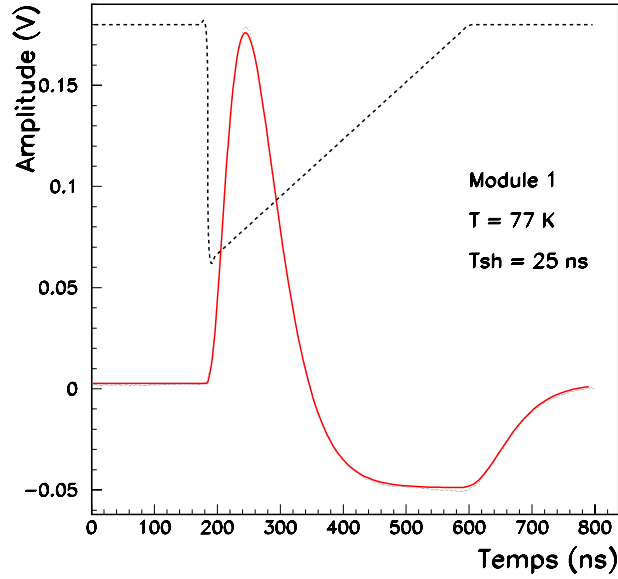


FIG. 4.11 – Forme du signal triangulaire injecté (lignes discontinues) et les réponses mesurée (courbe en pointillés) et calculée (courbe continue).

autour de la valeur moyenne des réponses à un signal triangulaire des 122 voies du secteur 2, mesurées dans l'azote liquide. La dispersion de l'amplitude A est définie par $\frac{A - \bar{A}}{\bar{A}}$, où les valeurs moyennes \bar{A} sont calculées module par module. L'écart type de la dispersion est inférieure à 1 % et est due principalement aux légères variations des gains des amplificateurs associés à chaque voie. Cette précision est largement suffisante pour détecter toute anomalie qui se traduirait par un écart plus conséquent de la réponse par rapport à la valeur moyenne. Le décalage concernant les 10 dernières voies résulte du système d'étalonnage du module 8 qui diffère des 7 autres modules (voir section 3.3). De plus les amplitudes des réponses des deux dernières voies (numéros 121 et 122) du module 8 sont légèrement plus grandes du fait que les capacités de détection qui leur sont associées sont plus petites et par suite le déficit ballistique est plus faible. La figure 4.13 indique la convention suivie pour la numérotation des voies d'un secteur.

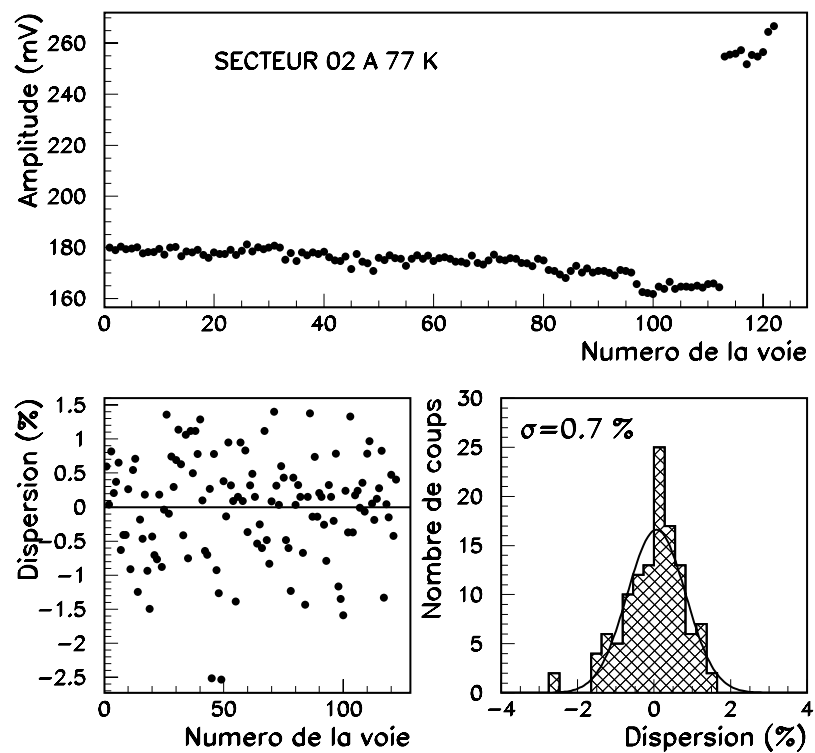


FIG. 4.12 – En haut : Amplitude de la réponse à un signal triangulaire en fonction du numéro de la voie du secteur 2 à 77 K. En bas à gauche : dispersion de l'amplitude autour de la valeur moyenne calculée pour chaque module. En bas à droite : projection de la dispersion précédente.

MODULE 1	1	2	3	4	9	10	11	12
	5	6	7	8	13	14	15	16

MODULE 2	17	18	19	20	25	26	27	28
	21	22	23	24	29	30	31	32

MODULE 3	33	34	35	36	41	42	43	44
	37	38	39	40	45	46	47	48

MODULE 4	49	50	51	52	57	58	59	60
	53	54	55	56	61	62	63	64

MODULE 5	65	66	67	68	73	74	75	76
	69	70	71	72	77	78	79	80

MODULE 6	81	82	83	84	89	90	91	92
	85	86	87	88	93	94	95	96

MODULE 7	97	98	99	100	105	106	107	108
	101	102	103	104	109	110	111	112

MODULE 8	113	114	115	116	121
	117	118	119	120	122

FIG. 4.13 – Numérotation des voies dans les 8 modules d'un secteur du pré-échantillonneur (les modules étant vus de dessus).

4.2.4.3 Mesure du bruit

Le bruit provenant des voies d'un secteur est exprimé en ENI (Equivalent Noise Input) qui est l'intensité initiale du courant triangulaire donnant à la sortie une réponse égale à l'écart type moyen σ (en volt) des fluctuations du bruit :

$$ENI = \frac{\sigma * I_{etal}}{V_{etal}}$$

avec $\sigma = \sqrt{\sigma_{tot}^2 - \sigma_{elect}^2}$ et où :

σ_{tot} désigne l'écart type du bruit total mesuré lorsque toute la chaîne électronique est en marche et σ_{elect} est l'écart type du bruit mesuré lorsque les amplificateurs sont à l'arrêt, c'est donc le bruit dû au multiplexeur, au filtre et à l'environnement.

$I_{etal} = \frac{V_{inj}}{R_{eq}}$ est le courant injecté dans les cellules de détection quand l'amplitude du signal injecté dans le système d'étalonnage est V_{inj} ($V_{inj}=120$ mV). La résistance équivalente R_{eq} est explicitée au paragraphe 3.5.

V_{eta} est l'amplitude maximale de la réponse de la voie à un signal triangulaire (section 4.2.4.2).

Les mesures de bruit ont été effectuées à l'aide d'un oscilloscope numérique pendant une durée de 2 ms avec une période d'échantillonnage de 40 ns afin d'éviter les corrélations temporelles dues au filtrage. La figure 4.14 montre la distribution et la dispersion de l'ENI obtenues pour le secteur 2 à 77 K. La croissance de l'ENI en fonction du numéro de la voie est due à l'augmentation de la capacité de détection du module 1 au module 8, sauf pour les deux dernières cellules de détection (121 et 122) qui sont plus petites pour les raisons techniques déjà mentionnées.

4.2.4.4 Vérification des connexions HT

Pour contrôler les connexions des anodes à l'intérieur des modules, on utilise le même principe que celui décrit dans le paragraphe 4.2.3.2. On injecte successivement dans chaque ligne de HT un signal sinusoïdal d'amplitude 2V crête-à-crête et de fréquence 10 kHz. Dans ce cas les réponses des 122 voies sont mesurées sans mise en forme. Les 122 amplificateurs peuvent ne pas avoir exactement les mêmes caractéristiques, par suite leurs gains sont tout d'abord étalonnés en injectant un signal sinusoïdal d'amplitude 500 mV crête-à-crête et de même fréquence 10 kHz, dans les systèmes d'étalonnage des cartes-mères. Les réponses étalonnées sont ensuite exprimées par les rapports $R1 = \text{amplitude}_{HT1} / \text{amplitude}_{etal}$ et $R2 = \text{amplitude}_{HT2} / \text{amplitude}_{etal}$, où amplitude_{HT1} , amplitude_{HT2} et amplitude_{etal} sont respectivement les amplitudes mesurées lorsque le signal sinusoïdal est injecté dans les bus HT1, HT2 et dans le système d'étalonnage des cartes-mères. Les figures 4.15 et 4.16 montrent le rapport R1, mesuré à 77 K, en fonction du numéro de la voie du secteur et sa dispersion autour de la valeur moyenne (calculée module par module) pour les deux secteurs. Le rap-

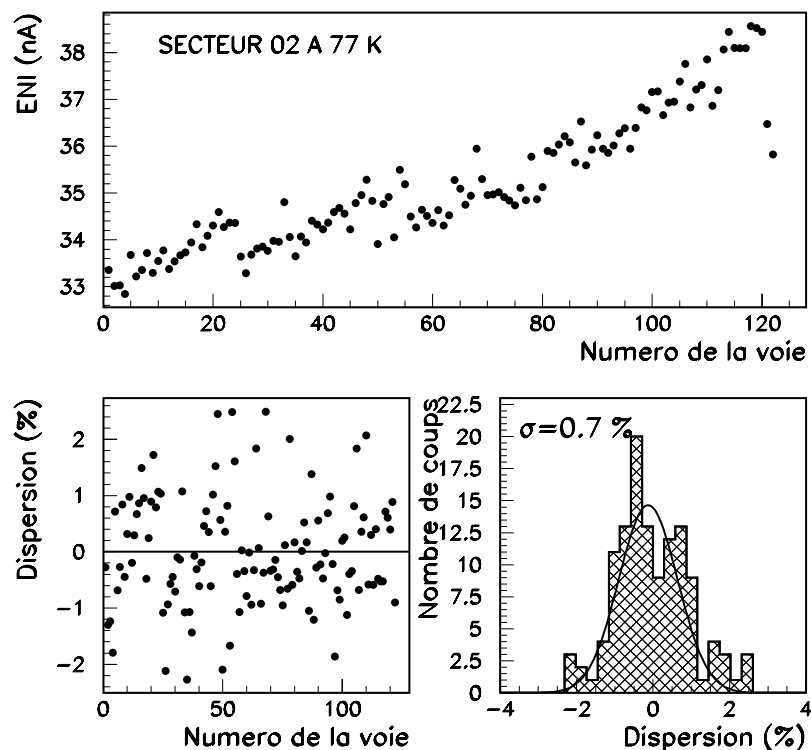


FIG. 4.14 – En haut : ENI des 122 voies du secteur 2 mesuré dans l’azote liquide. En bas à gauche : dispersion de l’ENI autour de la valeur moyenne calculée pour chaque module. En bas à droite : projection de la distribution précédente.

port R2 est pratiquement égal au rapport R1. On notera que la dispersion ($\sim 0,5\%$) est suffisamment petite pour mettre en évidence par exemple une mauvaise connexion d’une résistance de protection sur l’une des faces des anodes (effet qui doit être alors supérieur à 5%).

Conclusion sur les tests de validation

Les tests décrits précédemment sont nécessaires pour valider correctement le fonctionnement des secteurs du pré-échantillonneur. Par suite, tous les secteurs et leurs composants suivront la chronologie des contrôles que j’ai décrits dans cette première partie de chapitre. Les résultats des tests seront sauvegardés dans une base de données (logiciel Microsoft ACCESS) permettant un suivi ultérieur des opérations. Le temps nécessaire pour les tests des composants et leur montage en secteur est estimé à 15 jours de travail pour une équipe de 2 personnes. Les tests d’un secteur à température ambiante et à basse température se feront en parallèle avec les opérations de montage et requerront eux aussi environ 2 semaines de travail.

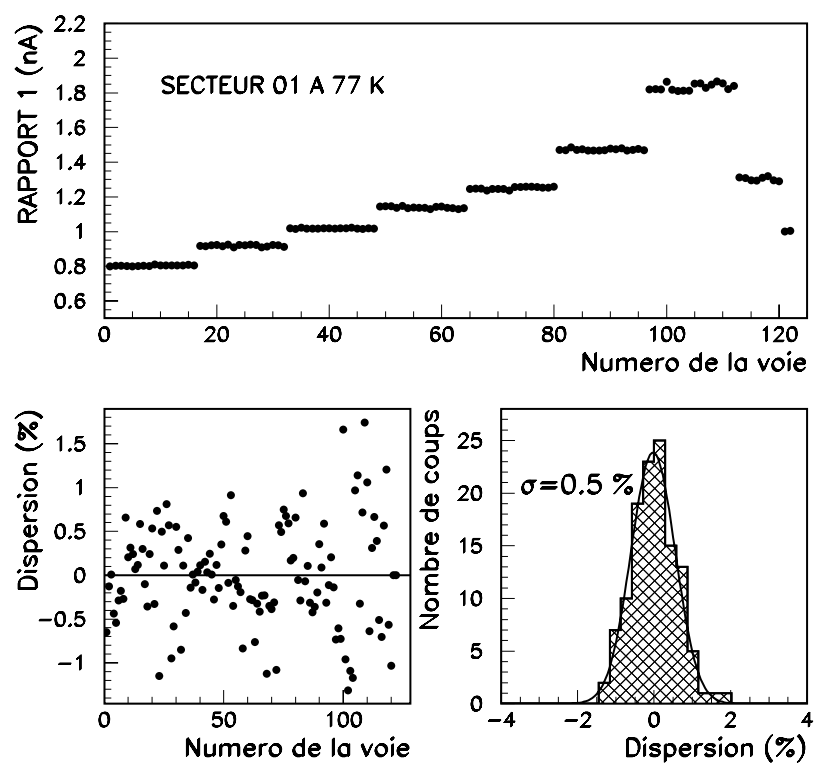


FIG. 4.15 – En haut : amplitude étalonée en fonction du numéro de la voie du secteur 1 mesurées dans l’azote liquide (voir texte pour la signification de rapport1). En bas à gauche : dispersion du rapport1 autour de la valeur moyenne calculée pour chaque module. En bas à droite : projection de la distribution précédente. Une mauvaise connexions d’une anode entraînerait une dispersion d’au moins 5 %.

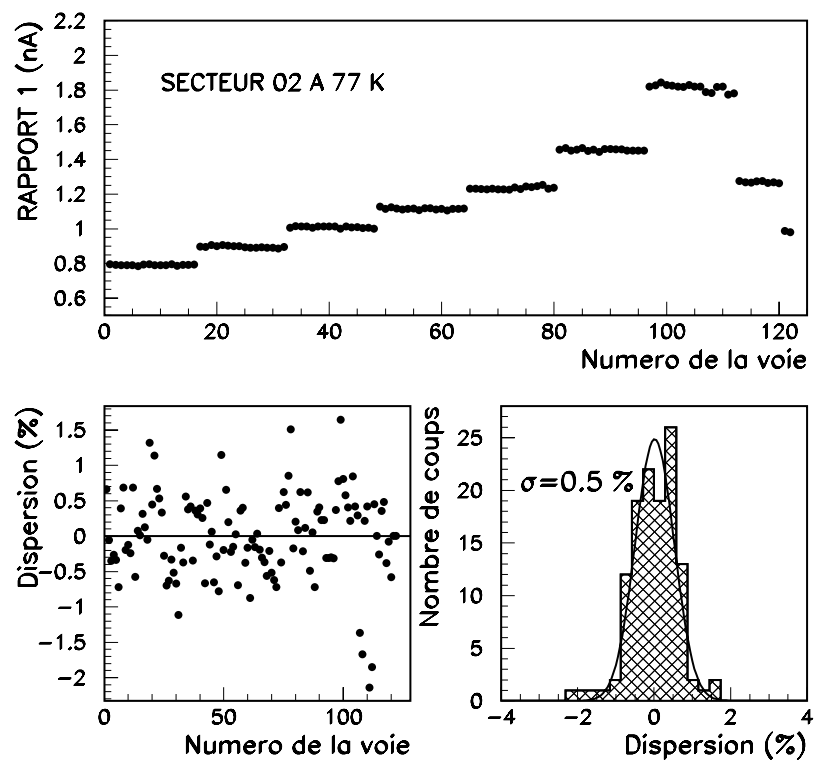


FIG. 4.16 – En haut : amplitude étalonnée en fonction du numéro de la voie du secteur 2 mesurée dans l’azote liquide (voir texte pour la signification de rapport1). En bas à gauche : dispersion du rapport1 autour de la valeur moyenne calculée pour chaque module. En bas à droite : projection de la distribution précédente.

4.3 Étude des performances techniques du pré-échantillonneur

Dans ce qui suit, je montrerai les résultats des tests techniques que nous avons effectués à Grenoble et ensuite au CERN en novembre 98 et qui nous ont permis de vérifier la forme de la réponse à des signaux tests, la mesure du bruit et l'étude des effets de diaphonie.

4.3.1 Tests réalisés à Grenoble

4.3.1.1 Étude de la réponse à un signal test de forme triangulaire

La réponse des voies du pré-échantillonneur à un signal test dépend de la capacité des cellules de détection C_d , du temps de mise en forme $t_{sh}=CR$ et du temps de dérive t_{dr} . Elle peut être calculée [30] en utilisant la transformée de Laplace inverse du produit de convolution de la forme triangulaire du courant injecté et des fonctions de transfert de l'amplificateur et du filtre CR-RC² (voir figure 4.17).

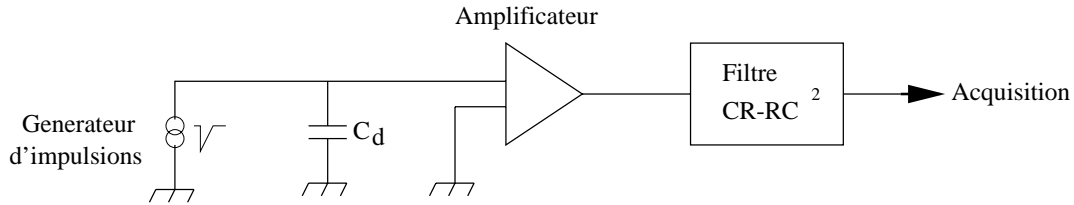


FIG. 4.17 – schéma électronique du système utilisé pour l'injection et la lecture des signaux tests.

La réponse d'une cellule est alors :

$$V_{\Delta}(t) = \mathcal{L}^{-1} (I(s) \times \mathcal{H}_{ampli}(s) \times \mathcal{H}_{shaper}(s)) \quad (4.1)$$

où :

- $I(s) = I_0 \left(\frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-s t_{dr}}}{s^2 t_{dr}} \right)$ est la transformée de Laplace du courant de forme triangulaire,
- $\mathcal{H}_{ampli}(s) = \frac{1}{1 + s.t_d}$ est la fonction de transfert de l'amplificateur,
- $\mathcal{H}_{shaper}(s) = \frac{s.t_{sh}}{(1 + s.t_{sh})^3}$ est la fonction de transfert du filtre CR-RC².

TAB. 4.4 – Capacités de détection calculées et mesurées pour les 8 types de module.

Numéro du module	Valeurs calculées		Valeur de t_d obtenues par ajustement
	Capacité de détection C_d (pF)	$t_d(\text{ns})=50\Omega.C_d$	
1	160	8,0	$8,2 \pm 0,25$
2	169	8,45	$8,4 \pm 0,3$
3	189	9,4	$9,1 \pm 0,3$
4	210	10,5	$9,8 \pm 0,3$
5	223	11,1	$10,3 \pm 0,3$
6	263	13,2	$12,5 \pm 0,3$
7	341	17,0	$16,2 \pm 0,5$
8	384	19,2	$20,2 \pm 0,4$

On obtient alors l'expression :

$$\begin{aligned}
 V_{\Delta}(t) &= V_0 \left(V_1(x) - \frac{V_2(x)}{x_{dr}} \right) & \text{si } x \leq x_{dr} \\
 V_{\Delta}(t) &= V_0 \left(V_1(x) - \frac{V_2(x) - V_2(x - x_{dr})}{x_{dr}} \right) & \text{si } x \geq x_{dr}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

où : $t_d = (50\Omega).C_d$, $x = t/t_{sh}$, $x_{dr} = t_{dr}/t_{sh}$, $\lambda = t_d/t_{sh}$ et

$$\begin{aligned}
 V_1(x) &= \frac{\lambda^2 e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} - \left(\frac{x^2}{2} + \frac{\lambda x}{\lambda - 1} + \frac{\lambda^2}{(\lambda - 1)^2} \right) \times \frac{e^{-x}}{\lambda - 1} \\
 V_2(x) &= 1 - \frac{\lambda^3 e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} + \left(\frac{x^2}{2} + \frac{2\lambda - 1}{\lambda - 1}x + \frac{3\lambda^2 - 3\lambda + 1}{(\lambda - 1)^2} \right) \times \frac{e^{-x}}{\lambda - 1}
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

La figure 4.11 montre la réponse à un signal triangulaire mesurée à la sortie du filtre de temps de mise en forme CR=25 ns, superposée avec la réponse calculée par l'expression précédente. On remarque un bon accord entre les deux formes. Le tableau 4.4 donne les capacités de détection des 8 types de modules comparées aux valeurs déduites en ajustant la réponse mesurée par la forme analytique précédente. Les mesures ont été prises avec un temps de mise en forme de 15 ns. Les paramètres t_d et t_{sh} sont corrélés, par suite le temps de mise en forme a été fixé à $t_{sh}=18,5$ ns. Cette valeur permet de retrouver des capacités de détection assez proches des valeurs calculées. L'augmentation du temps de mise en forme (18,5 ns au lieu de 15 ns) pourrait s'expliquer par une intégration supplémentaire pouvant provenir des câbles ou des modules d'amplification. Nous verrons que les résultats des paragraphes suivants confirmeront aussi la nécessité d'introduire un pôle dû à une intégration supplémentaire.

4.3.1.2 Mesure du bruit

Le bruit des 122 voies d'un secteur du pré-échantillonneur a été déterminé à température ambiante et à basse température suivant la méthode expliquée au paragraphe 4.2.4.3. Le bruit mesuré dépend de la capacité de détection (c'est-à-dire du type de module) et du temps de mise en forme du filtre CR-RC² comme le montre le tableau 4.5 ².

TAB. 4.5 – Bruit par voie des 8 modules du secteur 1 mesuré à 77 K en fonction du temps de mise en forme.

Type de module	ENI (nA) avec $t_{sh}=15$ ns	ENI (nA) avec $t_{sh}=25$ ns	ENI (nA) avec $t_{sh}=50$ ns
1	44,6	33,5	24,5
2	45,8	34,8	24,8
3	45,5	34,7	24,4
4	46,8	34,5	24,6
5	48,2	35,3	25,1
6	49,1	35,8	26,2
7	52,6	38,1	27,1
8	54,0	38,2	26,1
	50,1	38,0	25,7

L'ENI en fonction du temps de montée t_p entre 5 % et 100 % (réponse à un signal triangulaire) et de la capacité de détection s'écrit sous la forme ci-dessous où les coefficients sont déduits d'une étude du bruit dans la partie avant du calorimètre [31] [32] :

$$ENI(t_p, C_d) = \sqrt{\frac{6 \cdot 10^{10} \left(\frac{C_d}{390}\right)^3}{t_p^5} + \frac{5 \cdot 10^7 \left(\frac{C_d}{150}\right)^{1,45}}{t_p^3} + \frac{6 \cdot 10^4 \left(\frac{C_d}{150}\right)^{0,16}}{t_p}}$$

où ENI, t_p et C_d sont exprimés respectivement en nA, ns et pF. La figure 4.18 représente l'ENI mesuré à 77 K en fonction du temps de montée pour un module de type 2. La superposition de la courbe prédite avec les valeurs mesurées montre un bon accord. Toutefois, la comparaison des résultats expérimentaux avec la courbe tracée en fonction du temps de mise en forme met en évidence que soit le temps de mise en forme est plus grand, soit de nouveau l'ajout d'un pôle additionnel est nécessaire (voir paragraphe 4.3.1.1).

²La dernière ligne de ce tableau correspond aux deux dernières voies du module 8.

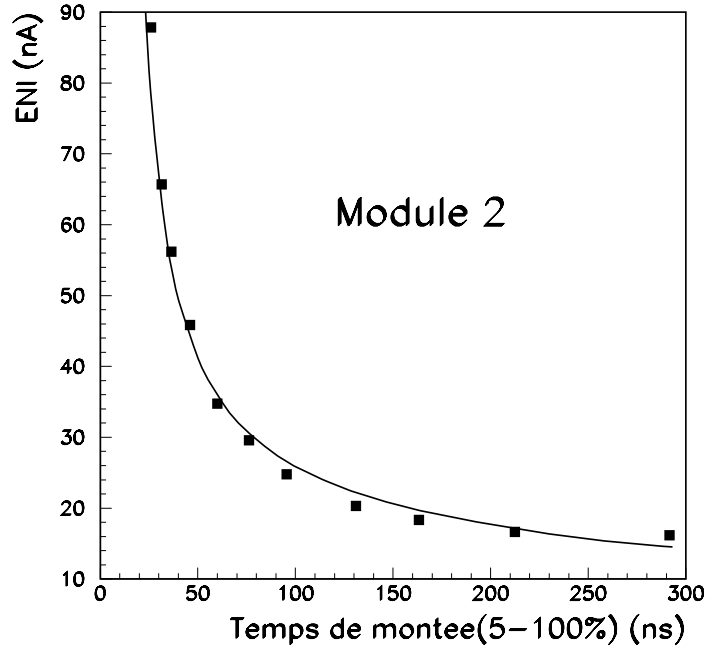


FIG. 4.18 – ENI mesuré et prédit pour le module 2 en fonction du temps de montée.

4.3.1.3 Les effets de diaphonie

Pour déterminer les effets dus à la diaphonie, on a injecté des signaux tests dans le système d'étalonnage d'un module et on a mesuré les signaux à la sortie des autres modules. L'effet dû à la diaphonie peut être estimé par les deux rapports suivants :

$$D_{max} = \left| \frac{V_{max}^i}{V_{max}^j(t_{max})} \right|$$

et

$$D = \left| \frac{V^i(t_{max})}{V_{max}^j(t_{max})} \right|$$

où $V_{max}^j(t_{max})$ est l'amplitude maximale obtenue pour $t=t_{max}$ de la réponse de la cellule j où l'on a injecté le signal test ; V_{max}^i et $V^i(t_{max})$ sont respectivement l'amplitude maximale et l'amplitude mesurée au temps t_{max} de la réponse d'une cellule i ne recevant pas de signal. Nous avons choisi ici d'utiliser la première définition du fait qu'elle présente une limite maximale de la diaphonie et qu'elle ne dépend pas de la phase d'oscillation. La figure 4.19 montre la réponse de la cellule j à un signal triangulaire (courbe 1 ; échelle verticale=100 mV/div) et les réponses des cellules i appartenant aux deux modules adjacents où aucun signal test n'est injecté (courbes 2 à 5 ; échelle verticale=1 mV/div). L'effet maximum de diaphonie correspondant à chacune des courbes est donné dans le tableau 4.6.

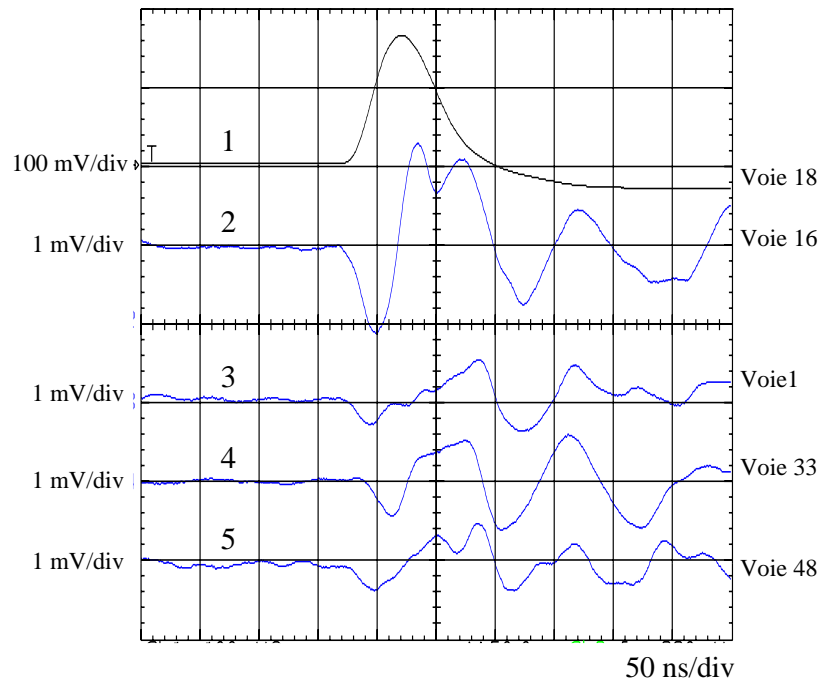


FIG. 4.19 – Effet de diaphonie observée sur les modules 1 et 3 lorsque le signal test est injecté dans le module 2. La courbe 1 (échelle verticale égale à 100 mV/div) montre la réponse à un signal triangulaire. Les courbes 2 à 5 (échelle verticale égale à 1 mV/div) montrent les signaux dus à la diaphonie (voir texte).

TAB. 4.6 – Diaphonie mesurée à 77 K sur les modules 1 et 3 lorsque le signal test est injecté dans le module 2 (voir aussi figure 4.19).

Numéro de la voie	1	16	18	33	48
Position de la voie	début du module 1	fin du module 1	dans le module 2	début du module 3	fin du module 3
Numéro de la courbe	3	2	1	4	5
Diaphonie maximale (%)	0,3	0,8	cellule j	0,36	0,3

D'autres mesures ont été effectuées à température ambiante et à 77 K (voir tableau 4.7) et ont montré que la diaphonie entre les différents modules d'un secteur n'excède jamais 0,8 %. Une telle valeur est tout à fait convenable pour le pré-échantillonneur étant donné que celui-ci ne lit qu'une faible fraction de l'énergie totale de la gerbe.

TAB. 4.7 – Autres mesures de la diaphonie effectuées à 77 K lorsque le signal test est injecté dans l'un des modules.

Numéro du module	1	2	3	4	5	6	7	8
Numéro de la voie	9	32	injection du signal test	53	73	89	105	120
Diaphonie maximale (%)	0.18	0.54		0.24	0.27	0.24	0.33	0.48
Numéro de la voie #	16	32	48	injection du signal test	65	81	97	113
Diaphonie maximale (%)	0.12	0.24	0.18		0.54	0.36	0.36	0.30
Numéro de la voie #				64	injection du signal test	81	97	114
Diaphonie maximale (%)				0.48		0.51	0.30	0.30

Pour affiner l'étude de l'effet de diaphonie, nous avons injecté à travers une résistance de quelques $k\Omega$ un signal test dans une cellule particulière de détection : la cellule numéro 36, puis nous avons mesuré les signaux à la sortie des autres cellules de détection du secteur 1. Nos résultats sont donnés sur la figure 4.20 et dans le tableau 4.8. Ces mesures ont mis en

TAB. 4.8 – Diaphonie mesurée sur quelques cellules lorsqu'un signal test est injecté dans une seule voie (numéro 36). Les courbes sont tracées sur la figure 4.20.

Numéro de la courbe	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Numéro de la voie	36	52	49	20	28	37	40	41	35
Numéro du module	3	4	4	2	2	3	3	3	3
Échelle (mV/div)	200	1	1	1	1	2,5	2,5	2,5	2,5
Diaphonie maximale (%)		0,2	0,03	0,1	0,04	0,4	0,6	0,1	0,36

évidence un effet de diaphonie provenant du connecteur micro-D. En effet, les broches du connecteur micro-D correspondant aux voies 52, 20 et 37 sont voisines de celle de la voie 36. l'effet n'est toutefois que de quelques millièmes et reste donc fort raisonnable. L'effet que l'on observe pour les autres voies est dû à la disposition des cellules, par exemple : la voie 35 est sensible à la diaphonie du fait qu'elle est adjacente à la cellule 36 ; et la voie 40 se situe à la même position en η que la cellule 36 et partage donc les mêmes cathodes. On constatera que l'effet maximum de diaphonie n'excède pas 6 millièmes.

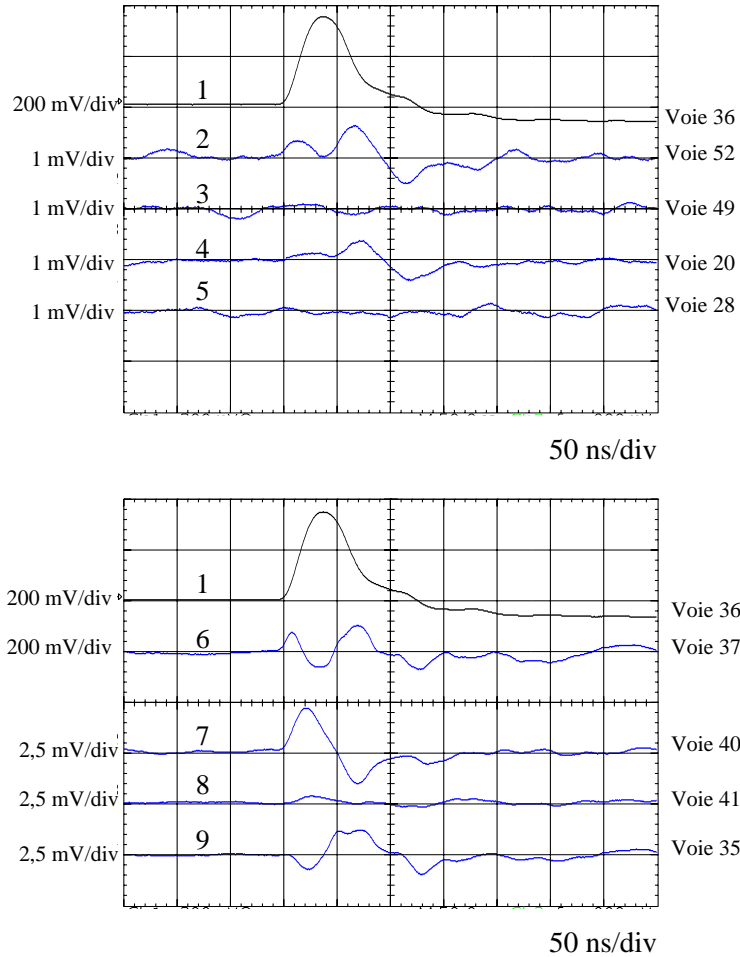


FIG. 4.20 – La courbe 1 (échelle verticale égale à 200 mV/div) montre la réponse à un signal triangulaire. Les autres courbes (échelle verticale égale à 1 mV/div pour les courbes de 2 à 5 et 2,5 mV/div pour les courbes 6 à 9) représentent les effets marquants dus à la diaphonie de certaines voies appartenant au secteur.

4.3.2 Tests réalisés au CERN en novembre 98

Après les tests effectués à Grenoble, les deux secteurs du pré-échantillonneur ont été montés en novembre 98 devant un module du calorimètre électromagnétique. Le tout était placé dans un cryostat à argon liquide dans le hall nord du CERN (zone H8) . Lors de ce premier test l'électronique qui était alors disponible n'a permis de connecter qu'un seul des deux secteurs du pré-échantillonneur. Les données prises ont permis néanmoins d'étudier les performances techniques du détecteur et de l'électronique, à savoir, l'étude de la forme du signal d'étalonnage, l'évaluation du bruit et les effets de diaphonie entre les différentes voies.

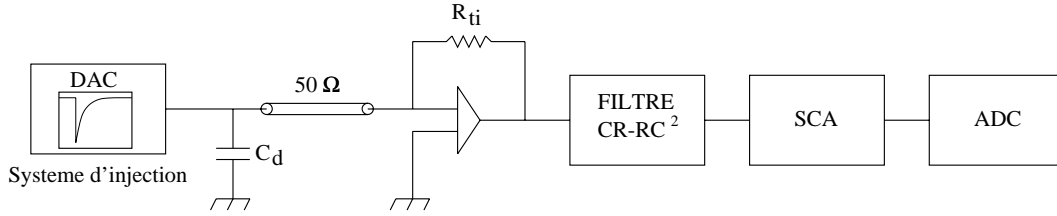


FIG. 4.21 – schéma électronique du système d'étalonnage et de lecture des signaux pour les tests au CERN.

4.3.2.1 Étude de la réponse à un signal test de forme exponentielle

L'injection des signaux tests doit permettre d'étalonner et de contrôler l'uniformité et la stabilité de la réponse de toutes les voies. Le signal test a une forme exponentielle assez proche d'un signal triangulaire induit par le passage d'une particule à travers le détecteur. L'amplitude maximale du signal d'étalonnage à la sortie du convertisseur digital-analogique (DAC) est $V_{DAC}^{max} = 5$ V numérisée sur 17 bits. Ce signal peut être injecté simultanément dans un ensemble de cellules suivant un schéma programmé. Le signal de sortie des cellules est mis en forme et amplifié puis transmis à un convertisseur analogique-digital (ADC) avec une dynamique maximale $V_{ADC}^{max} = 4$ V numérisée sur 12 bits. Le montage électronique d'injection et de lecture est schématisé sur la figure 4.21.

En utilisant le logiciel Mathematica, j'ai calculé la réponse de la chaîne électronique à un signal test de forme exponentiel. Celle-ci est obtenue par la transformée inverse de Laplace :

$$V(t) = \mathcal{L}^{-1} (I(s) \times \mathcal{H}_p(s) \times \mathcal{H}_{ampli}(s) \times \mathcal{H}_{shaper}(s))$$

où :

$$- I(s) = I_0 \left(\frac{1}{s + \frac{1}{t_{dr}}} \right) \text{ est la transformée de Laplace du courant de forme exponentielle,}$$

- $\mathcal{H}_p(s) = \frac{1}{1 + s.t_p}$ est dû à un pôle supplémentaire caractérisé par une constante de temps t_p , introduit afin de prendre en compte par exemple l'intégration causée par les câbles coaxiaux de lecture ou bien par un pôle additionnel dans la réponse des pré-amplificateurs,
- $\mathcal{H}_{ampli}(s) = \frac{1}{1 + s.t_d}$ est la fonction de transfert des amplificateurs,
- $\mathcal{H}_{shaper}(s) = \frac{s.t_{sh}}{(1 + s.t_{sh})^3}$ est la fonction de transfert du filtre CR-RC².

L'amplitude de la réponse est alors égale à :

$$V(t) = t_{sh} (V_1(t) + V_2(t) + V_3(t) + V_4 (V_5 + V_6 + V_7)) \quad (4.4)$$

où :

$$V_1(t) = -\frac{e^{-\frac{t}{t_d}}.t_d^3.t_{dr}}{(t_d - t_{dr})(t_d - t_p)(t_d - t_{sh})^3} + \frac{e^{-\frac{t}{t_{dr}}}.t_{dr}^4}{(t_d - t_{dr})(t_{dr} - t_p)(t_{dr} - t_{sh})^3} \quad (4.5)$$

$$V_2(t) = -\frac{e^{-\frac{t}{t_p}}.t_{dr}.t_p^3}{(t_d - t_p)(t_{dr} - t_p)(t_p - t_{sh})^3} - \frac{e^{-\frac{t}{t_{sh}}}t^2.t_{dr}}{2(t_d - t_{sh})(t_{dr} - t_{sh})t_{sh}(-t_p + t_{sh})} \quad (4.6)$$

$$V_3(t) = -\frac{e^{-\frac{t}{t_{sh}}}.t.(-2.t_d.t_{dr}^2.t_p + t_d.t_{dr}^2.t_{sh} + t_d.t_{dr}.t_p.t_{sh} + t_{dr}^2.t_p.t_{sh} - t_{dr}.t_{sh}^3)}{(t_d - t_{sh})^2(-t_{dr} + t_{sh})^2(-t_p + t_{sh})^2} \quad (4.7)$$

$$V_4(t) = \frac{e^{-\frac{t}{t_{sh}}}.t_{sh}}{(t_{dr} - t_{sh})^3(-t_d + t_{sh})^3(-t_p + t_{sh})^3} \quad (4.8)$$

$$V_5(t) = 3.t_d^2.t_{dr}^3.t_p^2 - 3.t_d^2.t_{dr}^3.t_p.t_{sh} - 3.t_d^2.t_{dr}^2.t_p^2.t_{sh} - 3.t_d.t_{dr}^3.t_p^2.t_{sh} + t_d^2.t_{dr}^3.t_{sh}^2 + t_d^2.t_{dr}^2.t_p.t_{sh}^2 \quad (4.9)$$

$$V_6(t) = t_d.t_{dr}^3.t_p.t_{sh}^2 + t_d^2.t_{dr}.t_p^2.t_{sh}^2 + t_d.t_{dr}^2.t_p^2.t_{sh}^2 + t_{dr}^3.t_p^2.t_{sh}^2 + 6.t_d.t_{dr}^2.t_p.t_{sh}^3 \quad (4.10)$$

$$V_7(t) = -3.t_d.t_{dr}^2.t_{sh}^4 - 3.t_d.t_{dr}.t_p.t_{sh}^4 - 3.t_{dr}^2.t_p.t_{sh}^4 + t_d.t_{dr}.t_{sh}^5 + t_{dr}^2.t_{sh}^5 + t_{dr}.t_p.t_{sh}^5 \quad (4.11)$$

Cette formule a été ensuite introduite dans PAW et utilisée pour ajuster la forme du signal mesuré à la sortie des voies du pré-échantillonneur lorsqu'un signal test exponentiel est injecté dans le système d'étalonnage.

En pratique, le signal est reconstruit à partir de 5 échantillons espacés de 25 ns et numérisés par l'ADC. Afin de reproduire la forme complète de la réponse à un signal test, des mesures successives des 5 échantillons sont prises en décalant le temps de déclenchement à chaque fois de 2 ns. La figure 4.22 donne la forme de la réponse moyenne d'une voie d'un module de type 1 à un signal test de forme exponentielle. Le temps de mise en forme est RC=15,5 ns. Cette réponse est ajustée par la forme analytique calculée en prenant $t_p=10$ ns et $t_{dr}=350$ ns. On remarque que la forme du signal est très bien reproduite. Les valeurs du paramètre $t_d = 50\Omega \times C_d$ déduites de l'ajustement de la réponse de chaque module sont données dans

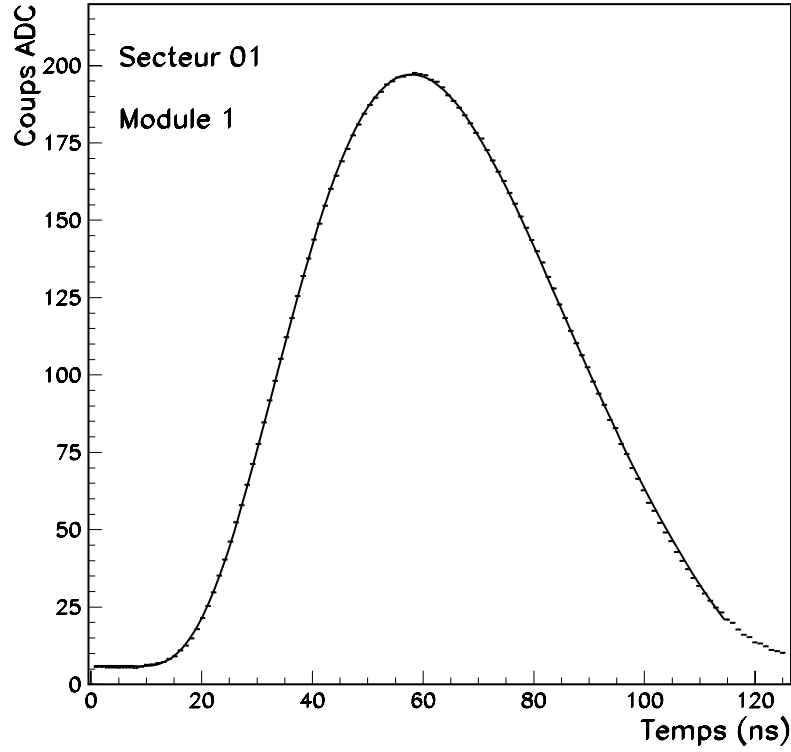


FIG. 4.22 – Réponses mesurée (pointillés) et calculée (en ligne continue) de la réponse d'une voie à un signal test exponentiel.

le tableau 4.9. Ces valeurs sont comparables aux valeurs calculées et rapportées dans le tableau 4.4.

4.3.2.2 Calcul et mesure du gain

La réponse numérisée de l'ADC peut être formulée en fonction de la valeur numérique envoyée dans le DAC, comme suit :

$$ADC = \frac{(2^{12} - 1) \epsilon G R_{ti} V_{DAC}^{max}}{(2^{17} - 1) R_{eq} V_{ADC}^{max}} DAC$$

où :

- $G \simeq 76$ est le gain des filtres CR-RC²,
- $R_{ti} \simeq 2,8 \text{ k}\Omega$ est la trans-impédance des pré-amplificateurs,

TAB. 4.9 – Paramètre t_d obtenu par l'ajustement de la réponse à un signal exponentiel avec $t_{sh}=15,5$ ns, $t_p=10$ ns et $t_{dr}=350$ ns.

Module	t_d (ns)
1	8,28
2	8,43
3	9,80
4	9,72
5	10,00
6	12,83
7	16,43
8	20,89

TAB. 4.10 – Valeurs des gains ADC/DAC mesurés au CERN en novembre 98.

Module	1	2	3	4	5	6	7
ADC/DAC	0,187	0,188	0,185	0,183	0,181	0,183	0,169

- $\epsilon \simeq 0,85$ est le coefficient ballistique. Ce coefficient est évalué par le logiciel Mathematica en prenant en compte la fonction de transfert du filtre et l'intégration due aux câbles de lecture. Ce coefficient dépend très peu de la capacité de détection, sa valeur a alors été calculée en prenant une capacité moyenne,
- R_{eq} est la résistance équivalente du système d'étalonnage des cartes-mères (voir section 3.5).

Avec ces valeurs j'en déduit les gains : ADC/DAC = 0,211 pour les modules de type 1 à 7 et ADC/DAC = 0,334 pour le module de type 8.

Les gains peuvent être mesurés en envoyant des signaux tests de différentes amplitudes dans chaque voie et en mesurant l'amplitude de la réponse. Le gain est donné par la pente de la courbe de la réponse de l'ADC en fonction des valeurs du DAC. Le tableau 4.10 donne les valeurs du gain pour les modules de 1 à 7. Le module 8 n'était pas connecté et donc il ne recevait pas le signal test.

Les valeurs obtenues sont très peu inférieures à la valeur calculée (~ 5 %). Cet écart peut être dû au gain des modules SCA (Switch Capacitor Array) qui peut être différent de 1 et à l'atténuation du signal dans les câbles.

4.3.2.3 Mesure du bruit

Le bruit des différentes voies est mesuré en déclenchant l'électronique d'acquisition d'une façon aléatoire pendant des intervalles de temps séparant les paquets des particules du faisceau. Le bruit est alors déduit en calculant la variance de la distribution de la réponse mesurée. Le bruit total d'une cellule de détection peut être décomposé en une composante cohérente et une composante incohérente, soit :

$$\sigma_{tot/cell}^2 = \sigma_{coh/cell}^2 + \sigma_{incoh/cell}^2$$

Le bruit total par module est quant-à-lui donné par l'expression :

$$\sigma_{tot/module}^2 = N_{cell} \sigma_{incoh/cell}^2 + N_{cell}^2 \sigma_{coh/cell}^2$$

où N_{cell} représente le nombre de cellules de détection par module (16 pour les modules 1 à 7 et 10 pour le module 8).

Par définition, le bruit total d'un module s'écrit :

$$\sigma_{tot/module}^2 = \frac{1}{N_{evts}} \sum_{j=1}^{N_{evts}-1} \left(\left(\sum_{i=1}^{N_{cells}} ADC_{j,cell\ i} \right) - \overline{ADC}_{module} \right)^2$$

où $ADC_{j,cell\ i}$ est la réponse numérisée de l'ADC correspondant à la cellule de détection i pour l'événement j .

$$\overline{ADC}_{module} = \frac{1}{N_{evts}} \sum_{j=1}^{N_{evts}} \sum_{i=1}^{N_{cells}} ADC_{j,cell\ i}$$

Le bruit incohérent peut être estimé par la somme des amplitudes des voies pondérées alternativement par les coefficients +1 et -1 afin d'annuler la composante cohérente qui par définition s'étend sur plusieurs cellules. La "carte" choisie des coefficients pour un module de 16 cellules est la suivante :

+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1
-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1

Cette répartition des coefficients est équivalente à l'expression :

$$\sigma_{incoh/module}^2 = \frac{1}{N_{evts}} \sum_{j=1}^{N_{evts}} \left(\left(\sum_{i=1}^{N_{cells}} (-1)^{(\eta_{cell\ i} + \phi_{cell\ i})} ADC_{j,cell\ i} \right) - \overline{ADC}_{incoh/module} \right)^2$$

avec :

$$\overline{ADC}_{incoh/module} = \frac{1}{N_{evts}} \sum_{j=1}^{N_{evts}} \sum_{i=1}^{N_{cells}} (-1)^{(\eta_{cell\ i} + \phi_{cell\ i})} ADC_{j,cell\ i}$$

et où $\eta_{cell\ i}$ et $\phi_{cell\ i}$ désignent respectivement la numérotation des cellules suivant les directions η et ϕ .

La figure 4.23 montre les bruits cohérent, incohérent et total par cellule de détection déduits des relations précédentes et exprimés en nA pour les 8 modules du secteur 1. Rappelons que le temps de mise en forme est de 15,5 ns. Le bruit cohérent par voie vaut de 6 nA à 14 nA et contribue donc très peu au bruit total. Les bruits incohérents et totaux sont légèrement supérieurs au MIP (~ 34 nA/cm d'argon liquide) ce qui est conforme à notre attente. On vérifie que le bruit total est du même ordre de grandeur que celui mesuré à Grenoble (voir tableau 4.5).

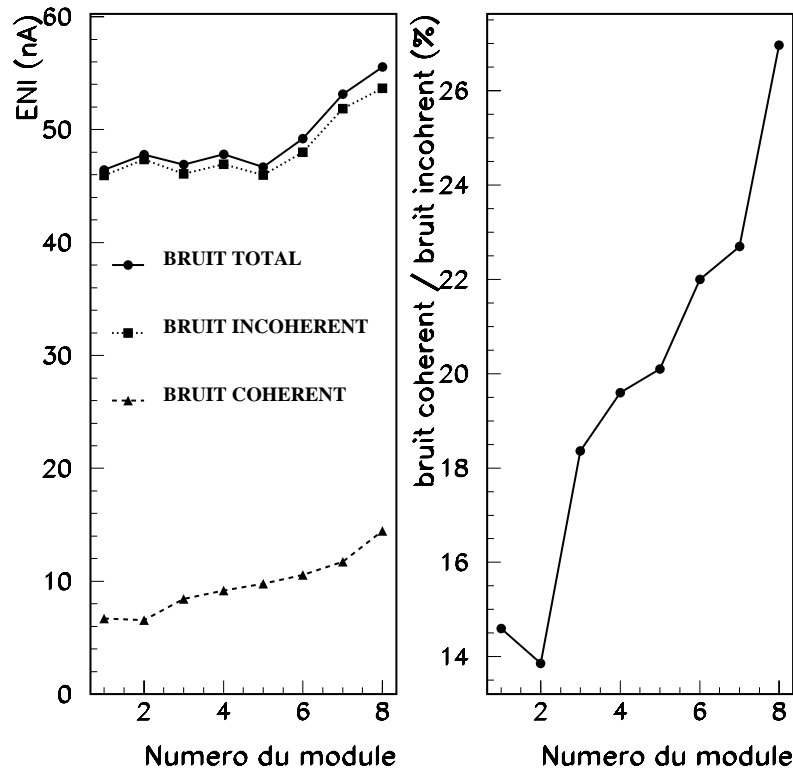


FIG. 4.23 – Bruits cohérent, incohérent et total par cellule mesurée au CERN pour les huit modules du secteur 1.

4.3.2.4 Mesure du bruit à partir de la matrice de covariance

La matrice de covariance du bruit entre deux voies i et j d'un module peut être estimée par l'expression :

$$cov(i, j) = \frac{1}{N_{evts} - 1} \sum_{l=1}^{N_{evts}} \left(ADC_{l, cell\ i} - \overline{ADC}_{cell\ i} \right) \left(ADC_{l, cell\ j} - \overline{ADC}_{cell\ j} \right) \quad (4.12)$$

où les termes diagonaux représentent les variances du bruit des voies d'un module. L'interprétation de cette matrice dépend du modèle. Dans notre analyse, nous supposons que $ADC_{cell\ i}$ est la somme de deux variables aléatoires suivant l'expression :

$$ADC_{cell\ i} = X_i^{incoh} + C^{coh} . \alpha_i \quad (4.13)$$

où le premier terme traduit une contribution incohérente et C^{coh} représente la source commune du bruit cohérent pondéré par le vecteur α_i . La matrice de covariance s'écrit alors :

$$cov(i, j) = \sigma_{incoh}^2 . \delta_{ij} + \sigma^2 \left(C^{coh} \right) . \alpha_i . \alpha_j \quad (4.14)$$

où σ_{incoh} est supposé être constant pour toutes les voies, c'est-à-dire :

$$\sigma_{incoh, i} = \sigma_{incoh} \quad (4.15)$$

Il est à noter que si $\alpha_i=1$ pour toutes les voies, alors les valeurs propres de la matrice de covariance sont égales à :

$$\left(\sigma_{incoh}^2 + N_{cell} \sigma^2 (C^{coh}), \sigma_{incoh}^2, \dots, \sigma_{incoh}^2 \right)$$

On peut vérifier que dans le cas général (relation 4.14) les α_i sont les composantes du vecteur propre correspondant à la valeur propre la plus élevée. Par conséquent, les contributions moyennes des bruits cohérents et incohérents peuvent être facilement estimées. De plus, si la contribution incohérente ne dépend pas beaucoup de la voie et est très supérieure à la contribution cohérente alors les quantités :

$$cov(i, i) - \sigma^2 \left(C^{coh} \right) . \alpha_i^2 \quad (4.16)$$

donneront en première approximation les bruits incohérents voie par voie [33].

La figure 4.24 représente la matrice de covariance pour un module de type 1. On vérifie que dans notre cas les termes non diagonaux sont à peu près constants et sont très faibles devant les termes diagonaux. La figure 4.25 donne les valeurs propres de la matrice de covariance et le bruit moyen incohérent pour les 16 voies du module 1. Les valeurs moyennes correspondantes par voie sont $\sigma_{coh}=7,3$ nA, $\sigma_{incoh}=46,2$ nA et $\sigma_{totale}=46,7$ nA. Les valeurs obtenues pour les 8 modules sont en accord avec les résultats précédents.

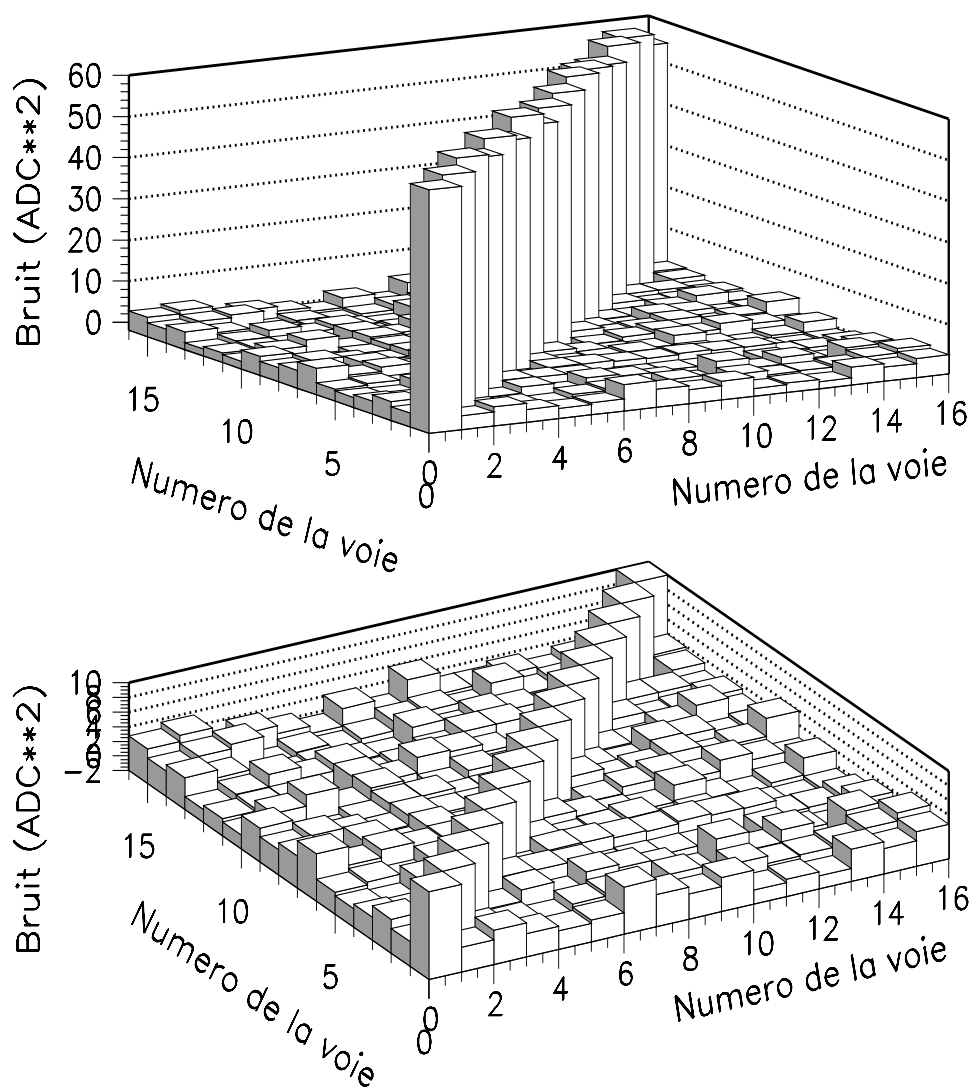


FIG. 4.24 – Matrice de covariance du bruit du module 1. La figure en bas montre un zoom sur les termes non diagonaux tandis que les termes diagonaux sont coupés verticalement.

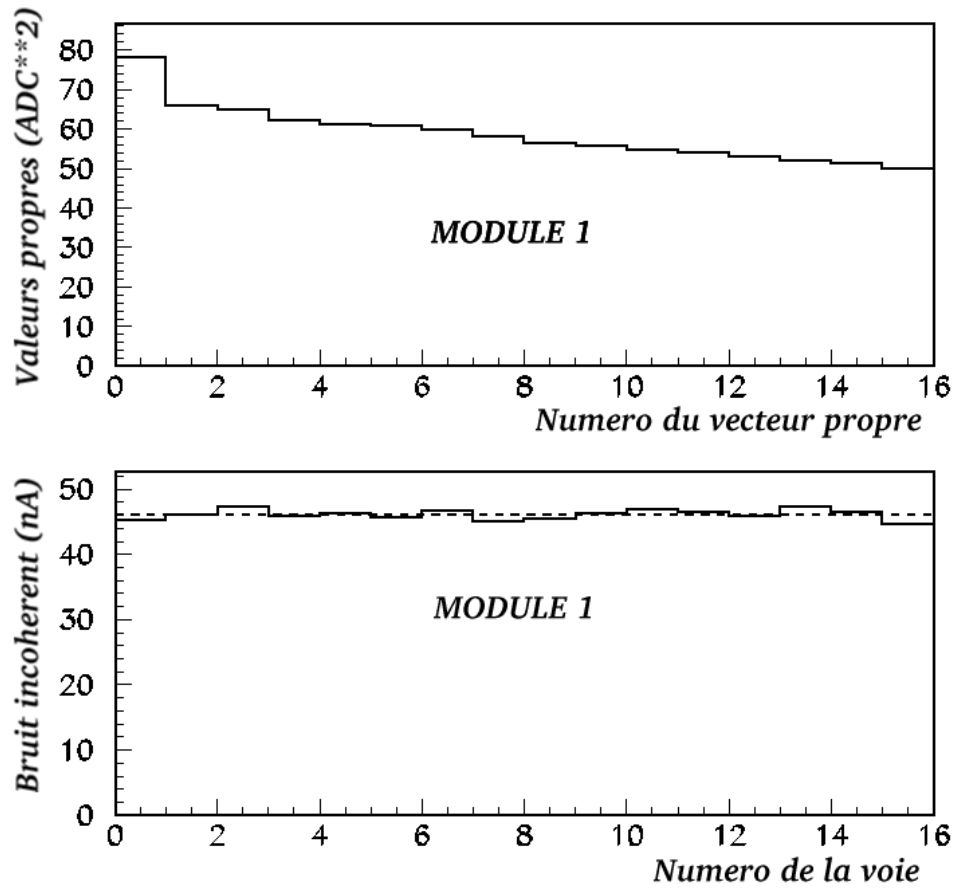


FIG. 4.25 – En haut : valeurs propres de la matrice de covariance du module 1. En bas : bruit incohérent en fonction du numéro de la voie du module 1.

4.3.2.5 Les effets de diaphonie

Des données ont été prises en envoyant des signaux tests dans les modules un à un et en mesurant à chaque fois les réponses des voies des autres modules. La figure 4.26 montre la réponse d'une cellule d'un module recevant le signal test et l'effet dû à la diaphonie mesuré dans une cellule d'un autre module. Les résultats obtenus pendant les tests de 98 ont montré

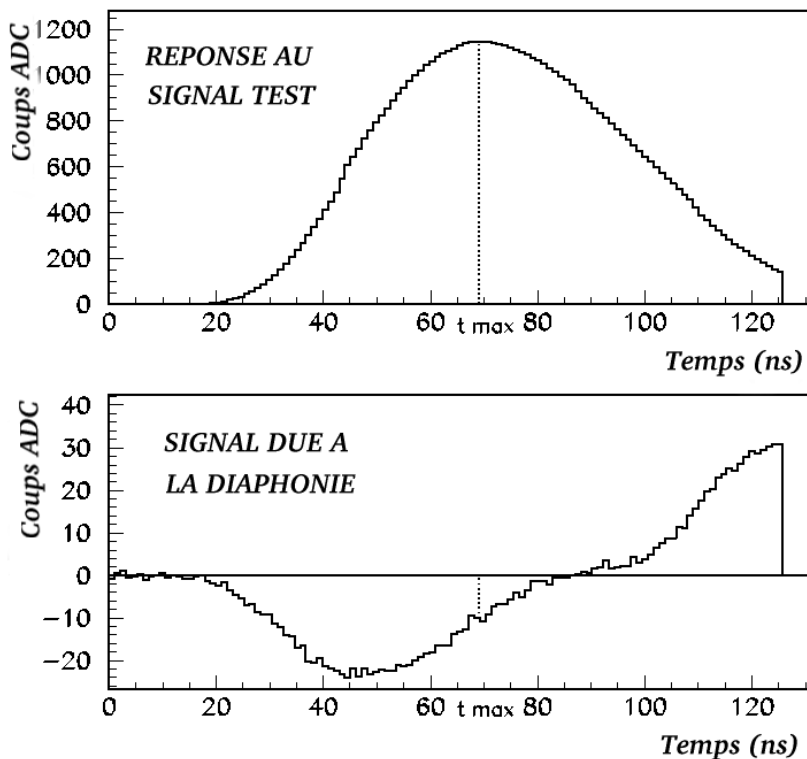


FIG. 4.26 – En haut : réponse d'une cellule du module 2 à un signal test exponentiel. En bas : Signal dû à la diaphonie.

que l'effet de diaphonie est concentré sur la moitié du secteur contenant le module recevant le signal. Cet effet est plus important pour les voies les plus proches du module recevant les signaux tests et est environ 4 fois plus élevé que ce qui a été mesuré à Grenoble. Il est à noter que l'injection de signaux tests est effectuée par deux connecteurs (dits "bas-profils") différents pour chaque moitié du secteur, de même la lecture des signaux est réalisée grâce à deux harnais indépendants pour chacune des moitiés du secteur. Néanmoins, de multiples tests ont été effectués à Grenoble et n'ont jamais pu mettre en évidence l'effet de diaphonie constaté au CERN. Cet effet pourrait provenir, entre-autre, des passages cryogéniques et

surtout de l'écrantage des câbles plats à ce niveau. Le même test a été effectué en juin 2000 au CERN après modification des passages cryogéniques et de l'écrantage des câbles. Les figures 4.27 et 4.28 montrent les résultats obtenus. On remarque le même effet que celui de 98 mais atténué d'un facteur environ 2. Notons toutefois que cet effet de diaphonie reste acceptable (diaphonie effective $< 0,4\%$).

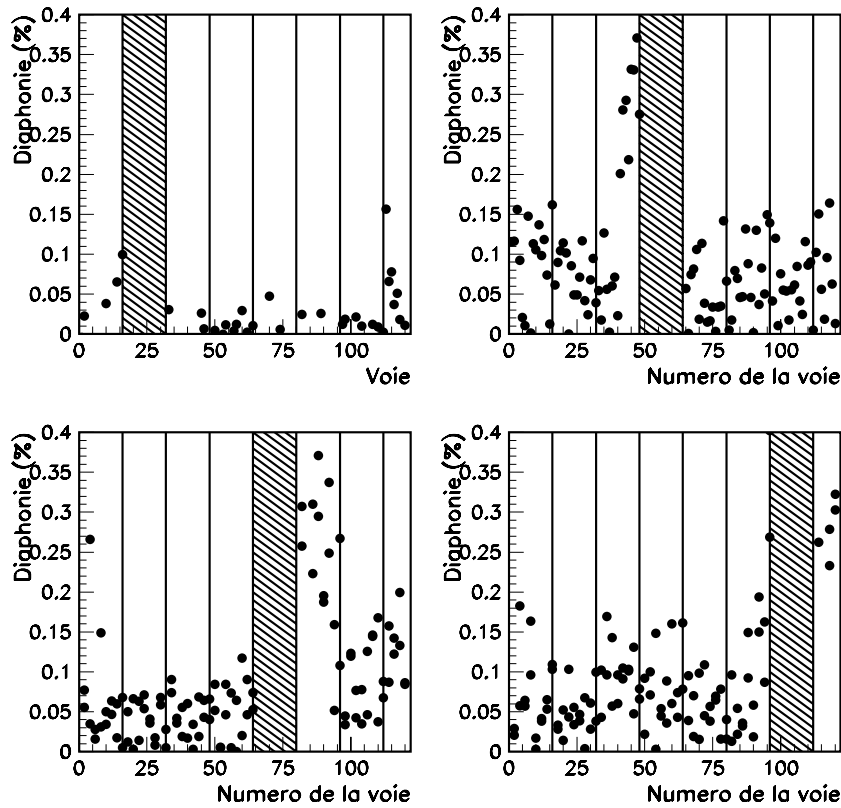


FIG. 4.27 – Diaphonie mesurée au CERN (en juin 2000) lorsque le signal test est injecté dans un seul module. La zone hachurée sur chaque figure correspond au module recevant le signal.

Conclusion sur les performances techniques du pré-échantillonneur

Les tests que nous avons effectués sur les deux premiers secteurs du pré-échantillonneur ont montré un bon accord entre les calculs et les mesures. Les réponses des cellules à des signaux tests de forme triangulaire ou exponentielle à montée rapide sont en plein accord avec les formes obtenues par les calculs analytiques. La variation de l'ENI en fonction du

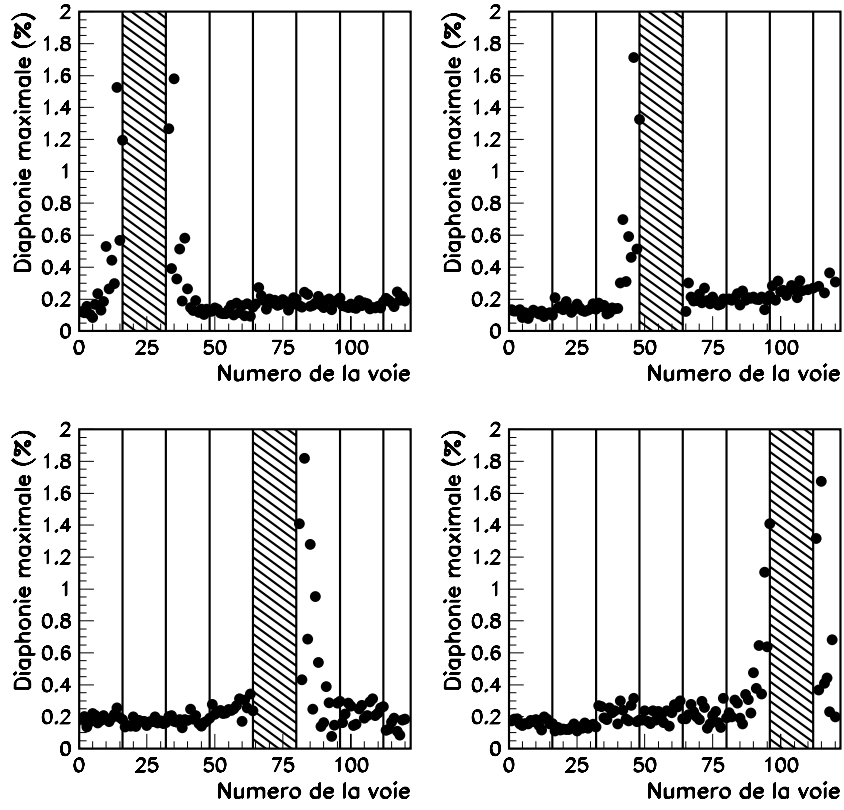


FIG. 4.28 – Diaphonie maximale mesurée au CERN (en juin 2000) lorsque le signal test est injecté dans un seul module. La zone hachurée sur chaque figure correspond au module recevant le signal.

temps de montée du signal est conforme aux prédictions. Le bruit total mesuré avec un temps de mise en forme de 15 ns est de l'ordre de 1 MIP (environ 50 nA). Les effets de diaphonie mesurés à Grenoble et au CERN sont inférieurs à 0,5%.

Chapitre 5

TESTS EN FAISCEAU AU CERN

5.1 Introduction

Les deux premiers secteurs du pré-échantillonneur avec un module du calorimètre électromagnétique ont été testés en faisceau au CERN en août 1999. Les figures 5.1 et 5.2 montrent le dispositif utilisé pour les tests en faisceau, ainsi qu'une photographie des deux secteurs du pré-échantillonneur et d'un module du calorimètre électromagnétique lors de leur installation dans le cryostat au CERN. Ces tests ont été effectués avec un faisceau d'électrons de différentes énergies (comprises entre 5 GeV et 300 GeV) et à différentes positions. Les tests ont permis d'étudier les performances du détecteur : résolution en énergie, uniformité de la réponse et linéarité en fonction de l'énergie des électrons.

L'énergie déposée dans une cellule a été obtenue à partir de 5 échantillons numérisés du signal, mesurés à une fréquence de 40 MHz (soit toutes les 25 ns). L'énergie E_i correspondant à l'échantillon i est liée à la réponse numérisée ADC_i par :

$$E_i = g \times (ADC_i - p)$$

où g est le gain de la voie considérée (exprimé en GeV/ADC) et p le piédestal en unité d'ADC. Ces derniers sont déterminés à partir de l'étalonnage.

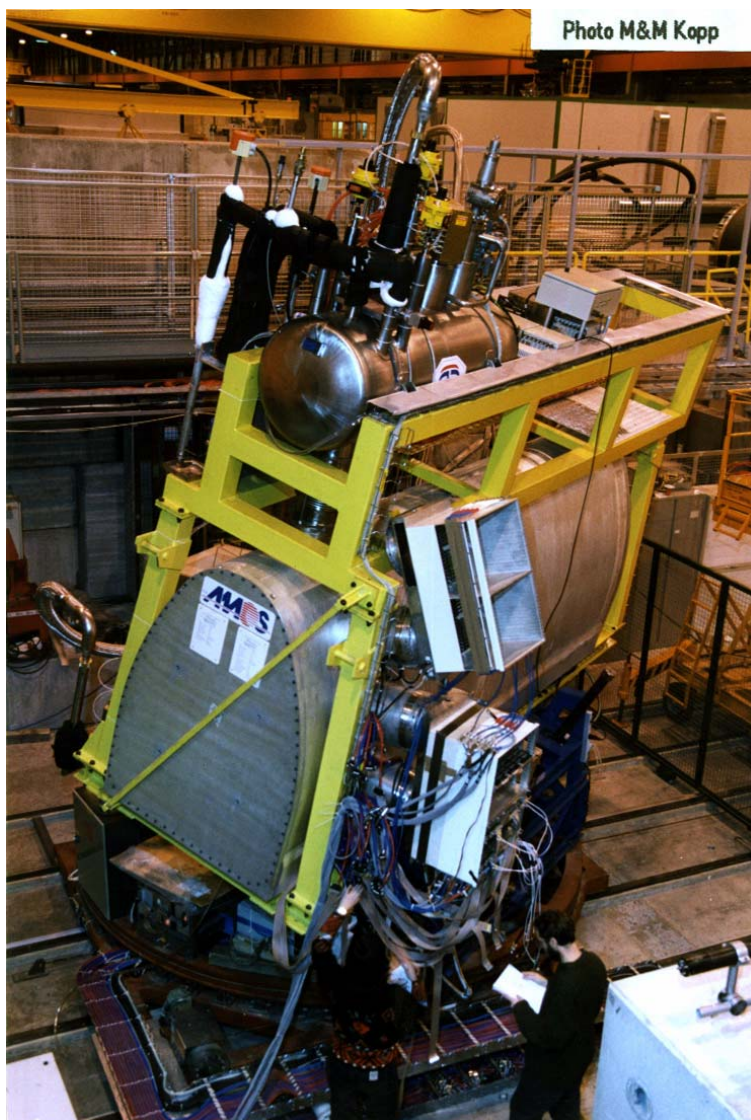


FIG. 5.1 – Photographie du dispositif utilisé pour les test en faisceau au CERN.

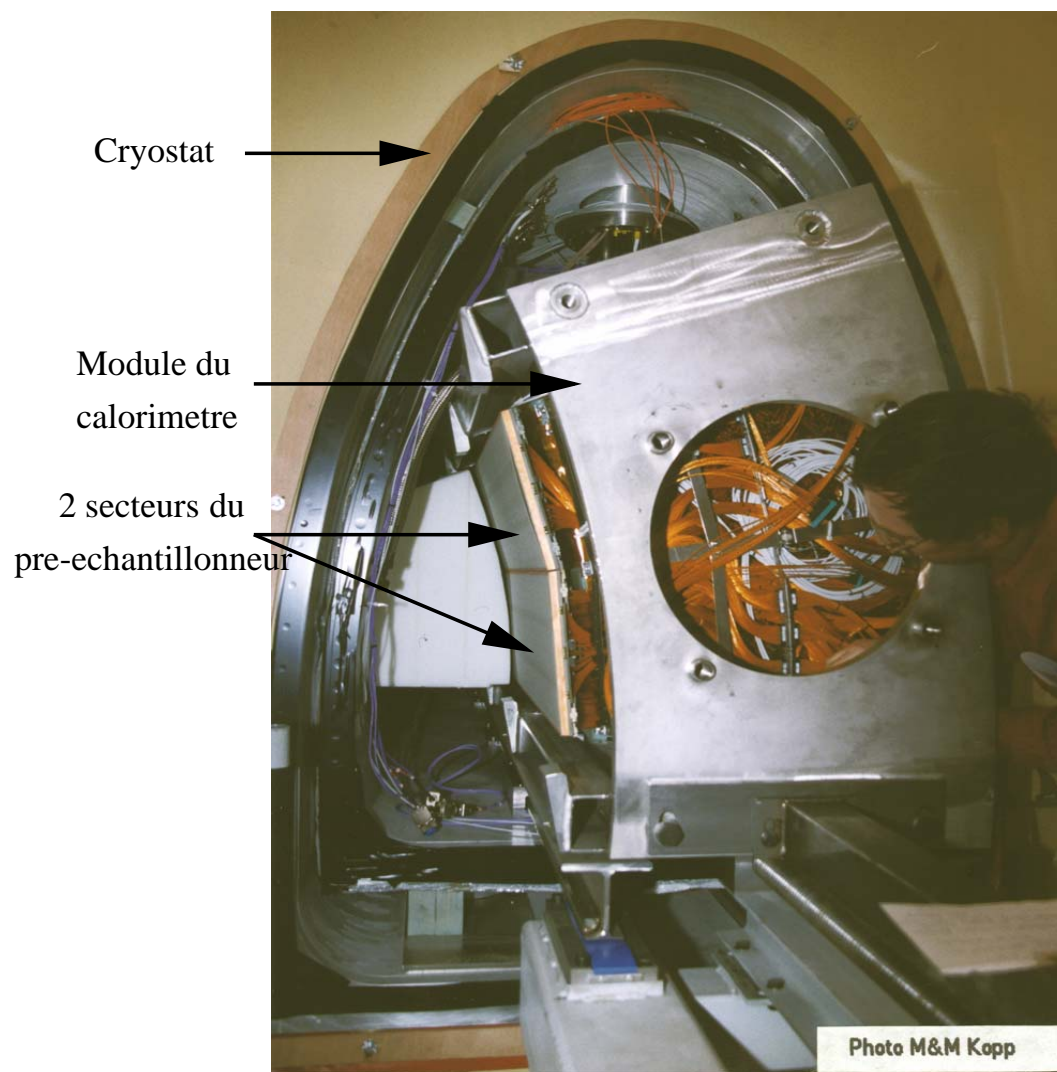


FIG. 5.2 – Photographie du pré-échantillonneur et d'un module du calorimètre électromagnétique lors de l'insertion dans le cryostat au CERN.

5.2 Étalonnage

5.2.1 Calcul et mesure du gain

Le gain est mesuré en injectant à l'entrée des pré-amplificateurs des courants d'intensités connues et en mesurant le signal à la sortie de chaque voie. Le gain est obtenu par le rapport entre les amplitudes numérisées de la réponse et du signal injecté, c'est à dire ADC/DAC.

Seuls 5 échantillons de la réponse pour chaque voie et pour chaque amplitude du signal injecté sont mesurés. Le maximum du signal ne coïncide pas forcément avec l'un des échantillons. Ce maximum est déterminé en ajustant par une forme parabolique les 3 échantillons centrés autour de l'échantillon ayant l'amplitude maximale. La figure 5.3 montre les valeurs des gains mesurés pour toutes les voies des deux secteurs (soit 61 voies pour une valeur de ϕ donnée). On remarque que les gains sont relativement uniformes. On pourra noter que les gains diminuent légèrement en fonction du numéro de la voie en raison de l'augmentation de la capacité des cellules de détection. Les gains des 5 dernières voies sont plus élevés du fait que le dernier module (module 8) n'a que 10 cellules de détection (voir section 3.3) ; par suite le signal test est distribué sur 10 cellules au lieu de 16. Le gain de la dernière voie est plus grand que les 4 précédentes du fait que la capacité de la cellule correspondante est plus petite que les précédentes. La comparaison de plusieurs prises de données d'étalonnage montre une bonne stabilité des gains en fonction du temps (l'écart entre les gains mesurés n'excède pas 6% durant 20 jours).

La figure 5.4 montre l'amplitude maximale après ajustement par une forme parabolique, moyennée sur les 16 voies d'un module de type 1, en fonction des valeurs du DAC ; le gain est alors égal à la pente de cette courbe. Le tableau 5.1 donne les valeurs du gain pour chaque type de module.

Ces valeurs sont assez proches de la valeur moyenne calculée $\text{ADC/DAC} = 0,211$ (voir chapitre précédent).

TAB. 5.1 – Valeurs des gains ADC/DAC mesurés au CERN.

Module	1	2	3	4	5	6	7	8
ADC/DAC	0,202	0,204	0,197	0,198	0,196	0,189	0,179	0,272

Les facteurs de conversion pour le pré-échantillonneur

En prenant en compte le système d'étalonnage des cartes-mères du pré-échantillonneur, on peut déduire les facteurs de conversion entre l'amplitude V du signal injecté, le courant

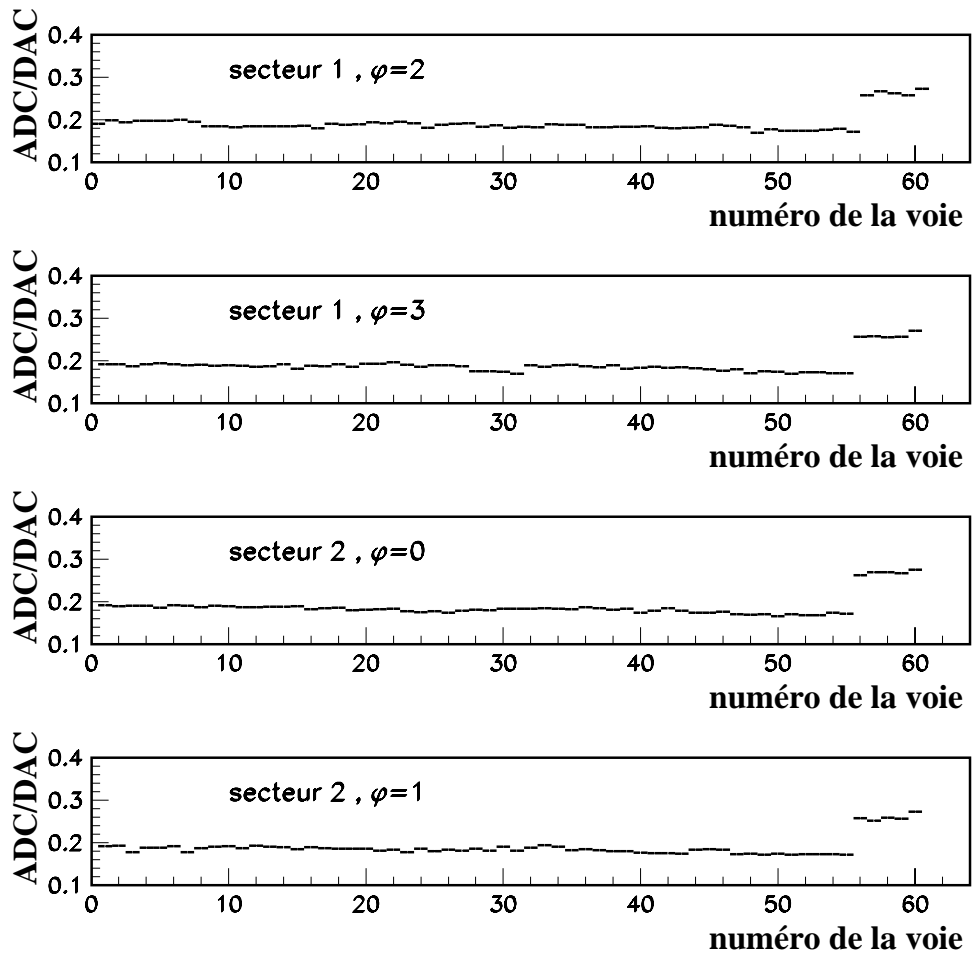


FIG. 5.3 – Gains des cellules de détection des deux secteurs mesurés au CERN.

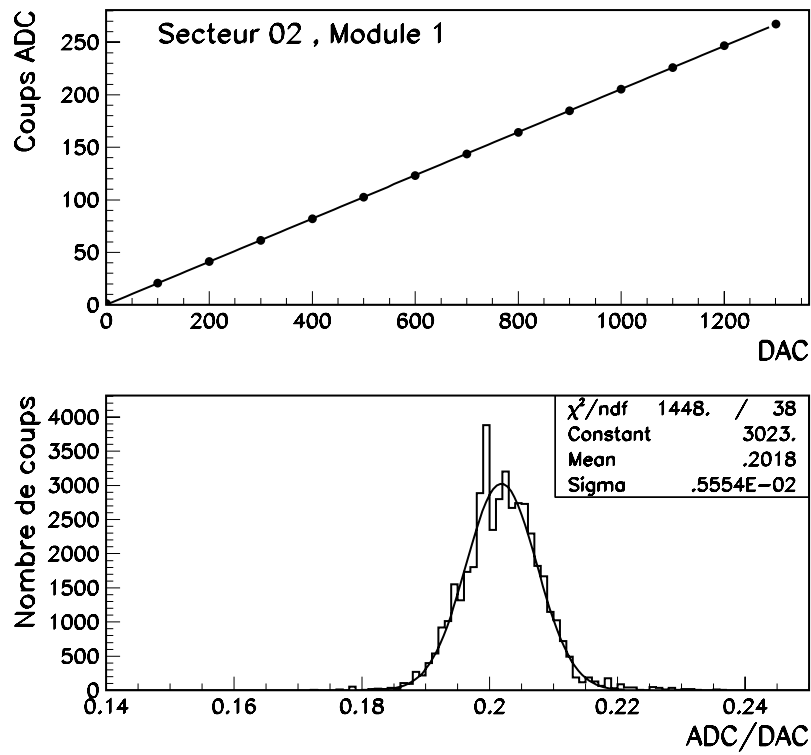


FIG. 5.4 – En haut : réponse moyenne numérisée des voies du module 1 du secteur 02 en fonction des valeurs du DAC. En bas : distribution de la pente ADC/DAC.

I à l'entrée des pré-amplificateurs et l'énergie E déposée dans le pré-échantillonneur :

$$V/I = R_{eq} = \begin{cases} 33,4 \text{ k}\Omega & \text{pour les modules de type 1 à 7} \\ 21,1 \text{ k}\Omega & \text{pour les modules de type 8} \end{cases}$$

Sachant que la dynamique de sortie du DAC est 5 V numérisée sur 17 bits et que la valeur moyenne du gain

$$ADC/DAC \simeq \begin{cases} 0,211 & \text{pour les modules de type 1 à 7} \\ 0,330 & \text{pour les modules de type 8} \end{cases}$$

on obtient :

$$I/ADC = 5,41 \text{ nA}/ADC$$

or :

$$I/E = 16 \text{ nA}/MeV \text{ déposée dans l'argon liquide (voir section 3.7)}$$

et donc :

$$E/ADC = 0,338 \text{ MeV (déposée dans l'Ar)}/ADC$$

Les particules électromagnétiques perdent seulement une petite fraction de leur énergie dans l'argon liquide, le reste est déposé par interaction avec la matière inerte présente devant le détecteur. Des simulations, prenant en compte l'échantillonnage dans le calorimètre et la quantité de matière inerte en amont, ont montré que le rapport entre l'énergie incidente et l'énergie déposée vaut environ 20.

En tenant compte de ce facteur, la conversion énergie incidente-coups d'ADC peut s'exprimer par :

$$E/ADC \simeq 6,760 \text{ MeV (incidente)}/ADC$$

5.2.2 Mesure du piédestal

La figure 5.5 montre la distribution du piédestal pour toutes les voies du secteur 1. On remarque que la dispersion autour de la valeur moyenne (1020 unités ADC) n'excède pas 3 %. L'analyse d'autres piédestaux a montré une bonne stabilité en fonction du temps : la variation des piédestaux est de quelques millièmes pendant une dizaine de jour.

5.3 Analyse des données physiques et simulations

Des faisceaux d'électrons de différentes énergies (de 5 GeV à 300 GeV) ont été utilisés lors des tests de 99. La disposition du calorimètre par rapport à la direction du faisceau incident

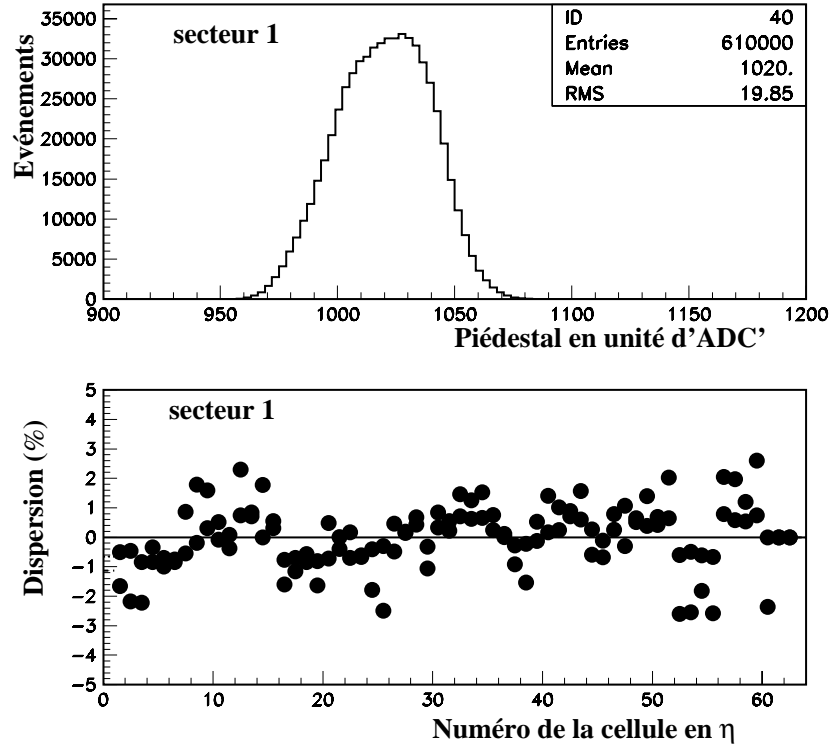


FIG. 5.5 – En haut : distribution du piédestal en unité d'ADC. En bas : dispersion du piédestal autour de la valeur moyenne (1020 ADC) en fonction du numéro de la cellule.

pouvait être modifiée, ce qui a permis de faire un balayage de tout le calorimètre. Le tableau 5.2 résume les données physiques prises lors des tests.

5.3.1 La mesure de l'énergie

La dérive des électrons d'ionisation produit un courant électrique sur les électrodes. Ce courant est amplifié et mis en forme de la même façon que les signaux d'étalonnage. Le signal de sortie est échantillonné à une fréquence de 40 MHz. Les 5 échantillons sont numérisés par une ADC à 12 bits. Le gain est choisi en fonction de l'amplitude du signal de façon à ne pas dépasser la dynamique maximale de l'ADC. Pour le pré-échantillonneur, seul le haut gain (~ 76) est utilisé puisque la quantité d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et donc les courants issus des électrodes sont relativement faibles. Pour le calorimètre le gain est choisi en fonction de l'énergie incidente : $G \simeq 76$ pour $E_{incidente} < 50$ GeV et $G \simeq 7,6$ pour $E_{incidente} \geq 50$ GeV. Le signal est reconstruit en utilisant un ajustement parabolique

TAB. 5.2 – Données physiques prises au CERN en 99.

Positions en η	Position en ϕ	Energies (GeV)
0,095	0,255	4,9, 9,8, 19,6, 30, 40, 50, 80, 100, 120, 150, 179, 287
0,633	0,255	4,9, 9,8, 19,6, 30, 40, 50, 80, 100, 120, 150, 179, 287
0,943	0,255	4,9, 9,8, 19,6, 30, 40, 50, 80, 100, 120, 150, 179, 287
$0,022 < \eta < 1,264$	$0,155 < \phi < 0,305$	100
$0,022 < \eta < 1,038$	$0,230 < \phi < 0,336$	180
$0,026 < \eta < 1,038$	$\phi = 0,255$	287

des trois échantillons autour de l'échantillon maximum. Il est à noter que lors de ces tests, le faisceau utilisé est asynchrone, c'est à dire que l'horloge gérant le système de déclenchement n'est pas synchrone avec les événements, ce qui ne sera pas le cas dans le détecteur ATLAS. Les temps correspondant à la mesure des 5 échantillons varient alors d'un événement à l'autre. Par conséquent, le signal n'atteint pas toujours son maximum au même instant t par rapport aux pulsations de l'horloge. Ce dernier intervient alors comme un paramètre libre ce qui rend moins précise la détermination de l'amplitude maximale du signal. Le résultat peut être l'ajout d'un petit terme constant supplémentaire dans la résolution en énergie.

L'énergie des particules incidentes est obtenue par la somme des énergies déposées dans les différentes couches de détection pondérées par des poids. Ces derniers sont optimisés de façon à obtenir une résolution minimale en énergie. L'énergie totale mesurée s'écrit :

$$E = \alpha (W.E_{ps} + E_{calo})$$

où :

- α est un facteur d'étalonnage global,
- W est le poids du pré-échantillonneur,
- E_{ps} est l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur,
- E_{calo} désigne la somme des énergies mesurées dans les trois compartiments du calorimètre.

5.3.2 Le choix de la taille de la matrice de cellules de détection "cluster"

L'énergie est mesurée dans une matrice de cellules ("cluster") entourant la cellule centrale. Cette dernière correspond au dépôt maximum d'énergie. Le nombre de cellules en η et en ϕ contenue dans la matrice est optimisé de façon à augmenter le rapport signal/bruit, en effet : plus on augmente ce nombre, plus grande sera l'énergie prise en compte et plus grand sera le bruit comptabilisé.

La figure 5.6 montre les distributions des cellules contenant le maximum d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans les 3 compartiments du calorimètre. La totalité de l'énergie est en moyenne contenue dans une matrice fixe de 3×1 , 24×1 , 3×3 et 3×1 (cellules en $\eta \times \phi$) respectivement dans le pré-échantillonneur, le premier, le deuxième et le troisième compartiment du calorimètre. Il est d'usage d'exprimer la taille de la matrice en unités de cellules du second compartiment, soit des multiples de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$.

La figure 5.7 montre les profils d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur, le premier, le deuxième et le troisième compartiment du calorimètre pour des électrons de 100 GeV lorsqu'on impose que le maximum d'énergie soit déposé dans une cellule donnée du deuxième compartiment. Dans le cas du pré-échantillonneur environ 60 % de l'énergie est contenue dans la cellule centrale et 20 % dans les deux cellules adjacentes.

Le barycentre de la gerbe peut être déterminé en pondérant les positions des cellules par la quantité d'énergie qu'elles contiennent, c'est à dire :

$$\bar{\eta} = \frac{\sum_i \eta_i \times E_i}{\sum_i E_i}$$

$$\bar{\phi} = \frac{\sum_i \phi_i \times E_i}{\sum_i E_i}$$

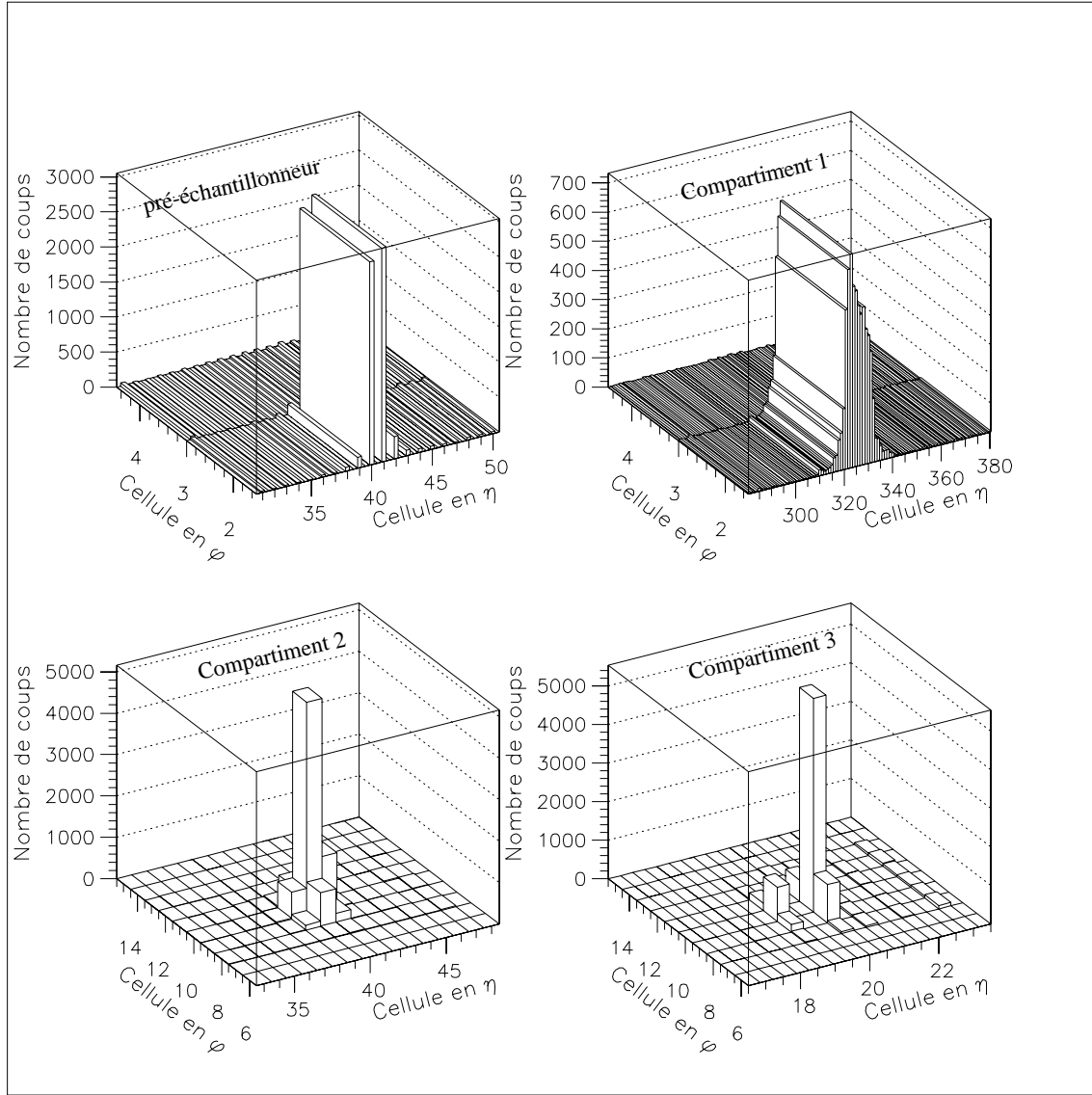


FIG. 5.6 – Distribution des cellules contenant le dépôt maximum d'énergie suivant les directions η et en ϕ dans le pré-échantillonneur et dans les 3 compartiments du calorimètre électromagnétique pour des électrons de 100 GeV.

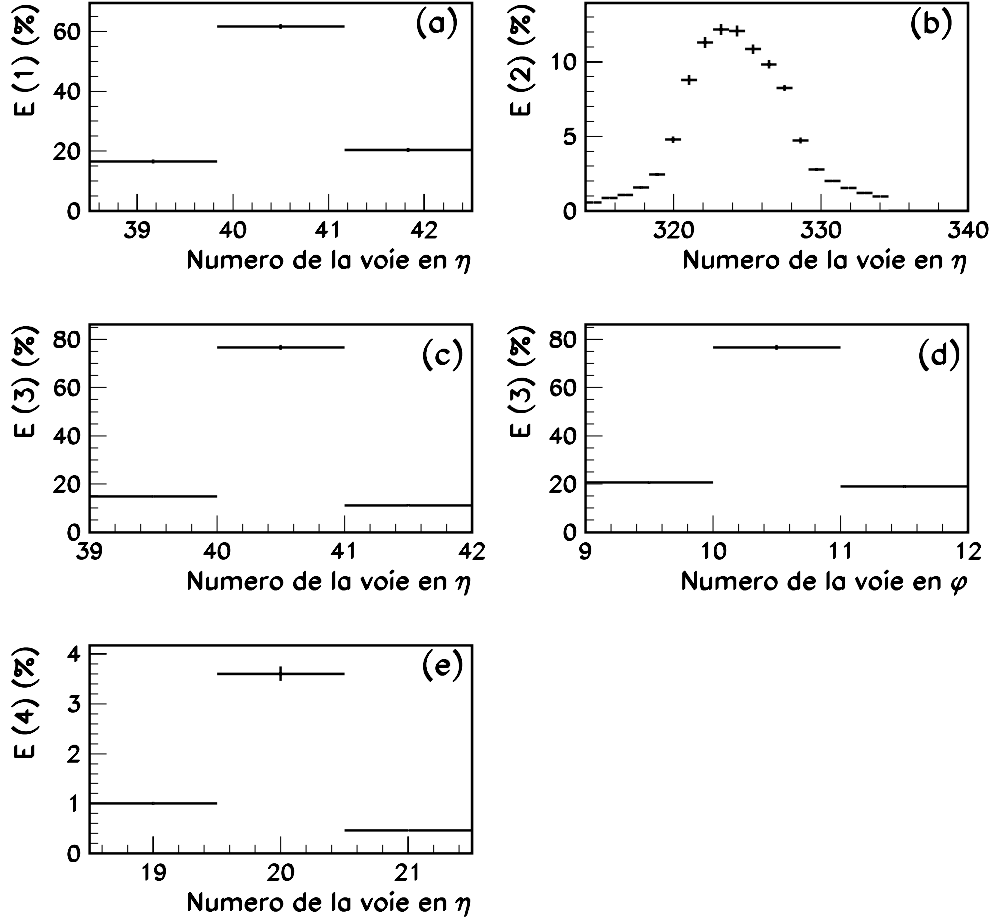


FIG. 5.7 – Profil d'énergie mesurée dans une matrice de cellules de détection lorsqu'on impose que le maximum d'énergie dans le deuxième compartiment soit déposé dans la cellule numéro 40 en η et 10 en ϕ . Les indices 1, 2, 3 et 4 correspondent respectivement au pré-échantillonneur et aux 3 compartiments du calorimètre.

5.3.3 Les critères de sélection

Il est nécessaire de sélectionner les événements qui correspondent à une particule donnée avec une énergie et une position bien déterminées. Le type de la particule est déterminé grâce à un scintillateur placé dans la direction du faisceau derrière le cryostat. La position est mesurée en se basant sur les informations des trois chambres à fils réparties le long du faisceau. À haute énergie ($E > 100 \text{ GeV}$), une coupure sur la somme des énergies mesurées dans les différents compartiments du calorimètre ($E_{\text{totale}} > 50 \text{ GeV}$) suffit pour sélectionner les électrons, puisque les pions et les muons déposent une énergie relativement faible. De plus, les électrons de quelques GeV déposent une énergie supérieure à 1 GeV dans le pré-échantillonneur, contrairement aux pions et aux muons qui n'y déposent qu'une très faible quantité d'énergie ($< 500 \text{ MeV}$) : la figure 5.8 donne l'énergie totale mesurée dans le calorimètre en fonction de l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur pour un faisceau d'électrons de 287 GeV. Les événements correspondant à des électrons sont situés dans la partie haute de la figure.

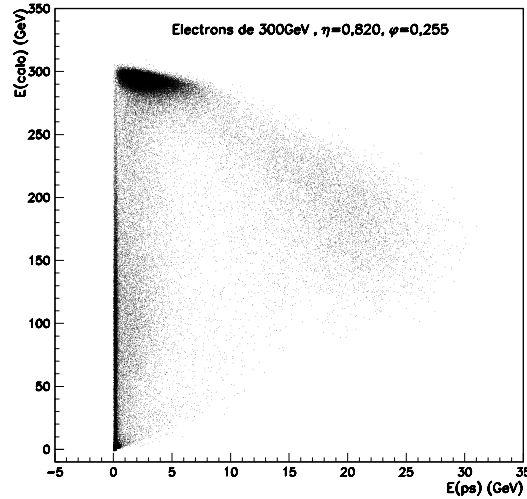


FIG. 5.8 – Énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur.

5.3.4 L'optimisation du poids du pré-échantillonneur

Le rôle du pré-échantillonneur est de corriger la résolution en énergie en tenant compte de la quantité de matière inerte présente devant le détecteur. Dans le dispositif utilisé pour les tests en faisceau au CERN la matière présente en amont est constituée par :

- les parois interne et externe du cryostat en aluminium d'environ 8 cm d'épaisseur, soit

0,9 X_0 .

- le scintillateur d'environ 2,5 cm d'épaisseur, soit 0,06 X_0 .

- environ 20 m d'air, soit 0,065 X_0 .

- environ 1 cm d'argon liquide, soit 0,07 X_0 .

Ceci représente au total 1,1 X_0 à $\eta=0$. On verra par la suite (section 5.3.8) qu'il est nécessaire d'ajouter 0,1 X_0 dans la description de la matière présente devant le détecteur. La quantité de matière à $\eta=0$ est donc 1,1+0,1=1,2 X_0 . Le poids optimum du pré-échantillonneur W_0 est celui donnant la meilleure précision, c'est à dire une résolution minimale sur la détermination de l'énergie incidente. Il est déterminé en calculant la résolution en énergie pour différentes valeurs du poids W du pré-échantillonneur et en attribuant des poids égaux à 1 pour les 3 compartiments du calorimètre. La figure 5.9 montre la variation de la résolution en énergie en fonction du poids du pré-échantillonneur pour des électrons de 100 GeV à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$. Cette variation peut être ajustée par : $\frac{\sigma}{E}(W) = P_1 + P_2 \times (W - P_3)^2$; le paramètre P_1 est la résolution minimale correspondant au poids optimum $W_0=P_3$.

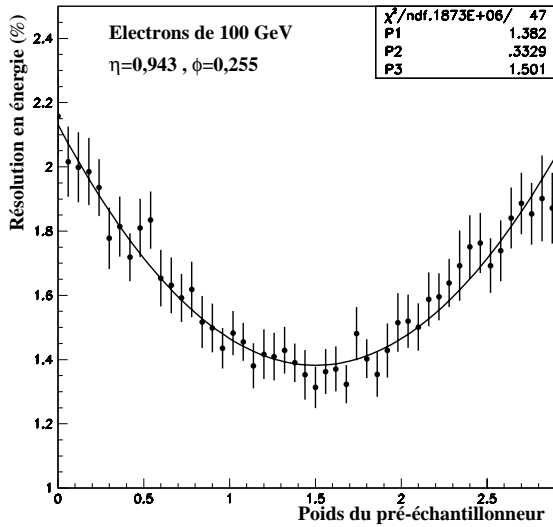


FIG. 5.9 – Résolution en énergie en fonction du poids du pré-échantillonneur pour des électrons de 100 GeV à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$.

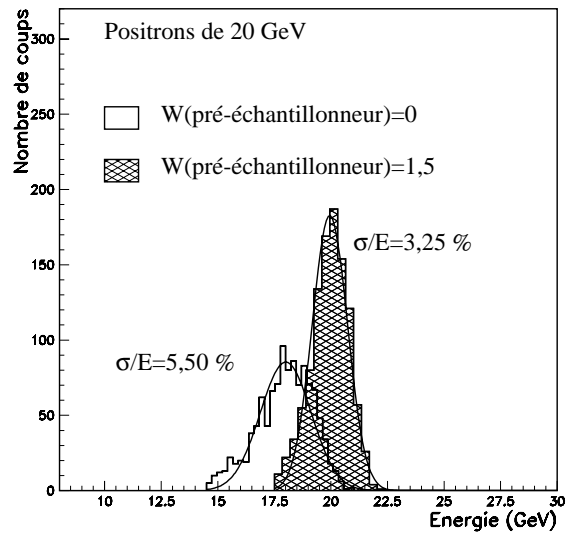


FIG. 5.10 – Distribution de l'énergie mesurée avec et sans la contribution pré-échantillonneur pour des électrons de 20 GeV en présence de 1,75 X_0 de matière en amont.

La figure 5.10 montre la distribution en énergie mesurée par le calorimètre avec et sans la contribution du pré-échantillonneur (soit $W=0$ et $W=1,5$ respectivement) pour un faisceau d'électrons de 20 GeV à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ lorsque la quantité de matière présente en

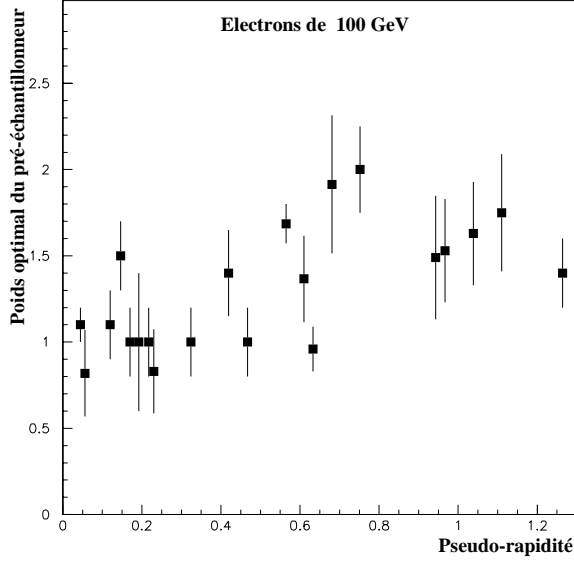


FIG. 5.11 – Poids optimal du pré-échantillonneur en fonction de la position en η pour des électrons de 100 GeV.

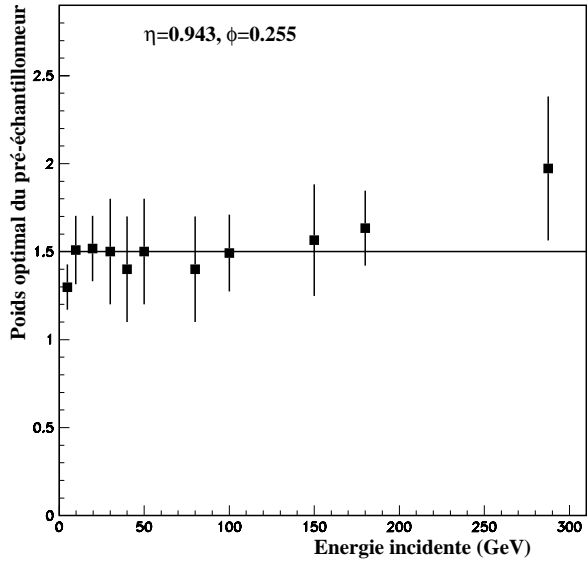


FIG. 5.12 – Poids du pré-échantillonneur en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$.

amont est de $1,2 \times \cosh(\eta) = 1,75 X_0$. Dans ce cas, le pré-échantillonneur permet d'améliorer la résolution en énergie d'un facteur d'environ 40 %. Le tableau 5.3 donne la résolution en énergie en fonction de la quantité de matière en amont et en fonction de l'énergie du faisceau avec et sans la contribution du pré-échantillonneur. On peut noter que la résolution s'améliore d'un facteur d'environ 60 % dans le cas d'un faisceau d'électrons de 50 GeV en présence de $2,8 X_0$ de matière en amont.

TAB. 5.3 – Résolutions en énergie mesurées avec et sans la contribution du pré-échantillonneur.

	1,75 X_0		2,8 X_0		4,15 X_0	
	W=0	W=1,5	W=0	W=2	W=0	W=2,5
100 GeV	2,07%	1,33%	5,44%	2,38%	11,77%	2,70%
50 GeV	2,47%	1,68%	6,63%	2,65%	16,85%	3,83%
20 GeV	5,50%	3,25%	7,70%	3,80%	19,05%	8,02%

La quantité de matière présente devant le pré-échantillonneur dépend de la pseudo-rapacité, elle est proportionnelle à $\cosh(\eta)$ et par suite le poids optimum W_0 en dépend aussi. La figure 5.11 donne le poids optimum du pré-échantillonneur en fonction de la pseudo-rapacité et montre qu'un poids $W_0=1$ peut être utilisé à $\eta < \eta_0$ et $W_0=1,5$ pour $\eta > \eta_0$.

L'analyse de la figure 5.11 conduit à une valeur de $\eta_0 \simeq 0,65$.

Remarque : l'analyse des données prises à différentes énergies a montré que le poids optimum du pré-échantillonneur ne dépend pas énormément de l'énergie incidente (voir figure 5.12). Par suite, nous utiliserons la valeur moyenne des poids optimums obtenus à différentes énergies. À la position $\eta=0,943$ un poids moyen de 1,5 est utilisé.

5.3.5 Les corrections sur la mesure de l'énergie moyenne

L'énergie totale mesurée dans le calorimètre dépend légèrement de la position du barycentre en η et en ϕ comme le montrent les figures 5.13 et 5.14. Il est alors nécessaire d'apporter une correction de façon à lever une telle dépendance. Les corrections consistent d'abord à ajuster les modulations par une fonction, cette fonction servant ensuite à annuler la dépendance. Les modulations en ϕ sont dues essentiellement à deux effets :

- la non uniformité du champ électrique au voisinage des angles de pliage des absorbeurs et des électrodes.
- la non uniformité de la fraction d'échantillonnage au voisinage des angles de pliage des absorbeurs.

Ces modulations en ϕ peuvent être paramétrées par la fonction :

$$f(\bar{\phi}) = P_1.\sin(8\pi\bar{\phi} + P_3) + P_2.\sin(16\pi\bar{\phi} + P_4) + P_5.(\bar{\phi} - \text{int}(\bar{\phi} + 0,5))^2$$

où $\text{int}(\bar{\phi} + 0,5)$ désigne l'entier le plus proche du barycentre $\bar{\phi} + 0,5$, c'est-à-dire le numéro de la cellule contenant le centre de la gerbe.

Une cellule de détection du deuxième compartiment du calorimètre ($\Delta\phi=0,025$) est composée d'une succession de 4 absorbeurs et de 4 électrodes. On observe donc 8 oscillations à l'intérieur d'une cellule (voir figure 5.13) conduisant à un terme de périodicité $8\times 2\pi$. Toutefois les contributions des absorbeurs et des électrodes ne sont pas forcément identiques, d'où l'ajout d'une seconde fonction trigonométrique de périodicité $4\times 2\pi$ agissant sur une oscillation sur deux de la fonction précédente. Enfin le troisième terme, de forme parabolique, traduit les effets de bord de la cellule de détection.

Les modulations en η sont dues essentiellement aux effets de bord et peuvent être ajustées par une forme parabolique :

$$f(\bar{\eta}) = P_1.(\bar{\eta} - \text{int}(\bar{\eta} + 0,5))^2 + P_2$$

Finalement, la variation de l'énergie moyenne en fonction de la position temporelle du maximum du signal peut être ajustée par une constante.

La figure 5.15 montre les distributions en énergie mesurées pour un faisceau d'électrons de 287 GeV, avant les corrections (figure a) et en appliquant successivement les corrections en ϕ (figure b), en temps (figure c) et finalement en η (figure d). On peut noter une amélioration de la résolution en énergie de 0,937 % avant correction à 0,882 % après les trois corrections.

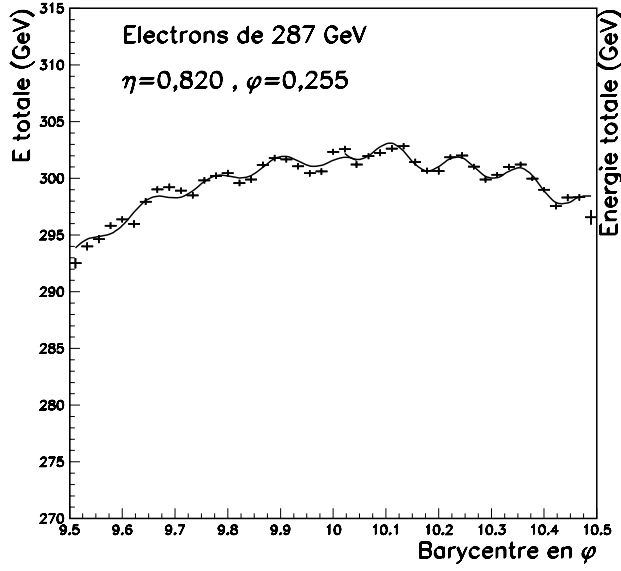


FIG. 5.13 – Modulation de l'énergie mesurée en fonction de la position du barycentre en ϕ , pour des électrons de 287 GeV.

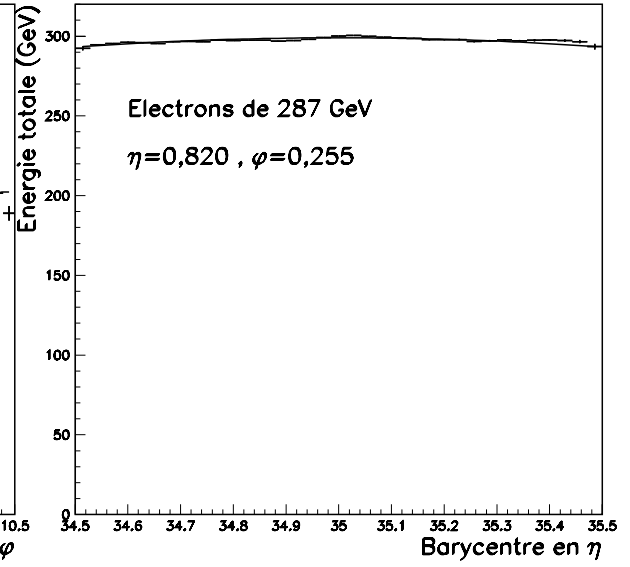


FIG. 5.14 – Modulation de l'énergie mesurée en fonction de la position du barycentre en η pour des électrons de 287 GeV.

5.3.6 La linéarité de la réponse du détecteur à $(\eta, \phi)=(0,943, 0,255)$

La linéarité de la réponse du calorimètre est estimée en comparant l'énergie moyenne mesurée avec l'énergie nominale du faisceau. La figures 5.16 montre le rapport $E_{reconstruite}/E_{nominale}$ à $(\eta, \phi)=(0,943, 0,255)$ en présence de $1,75 X_0$ de matière devant le calorimètre. Les deux courbes en pointillés représentent les incertitudes sur l'impulsion du faisceau : $\frac{\Delta P}{P} = \frac{25\%}{P} \oplus 0,5\%$ où P est exprimée en GeV. Le premier terme est dû à l'effet d'hystérésis du champ magnétique et le second terme prend en compte les incertitudes liées à l'étalonnage et à la géométrie. Les rapports mesurés sont bien inclus dans les zones délimitées par les deux courbes d'incertitude sur le faisceau.

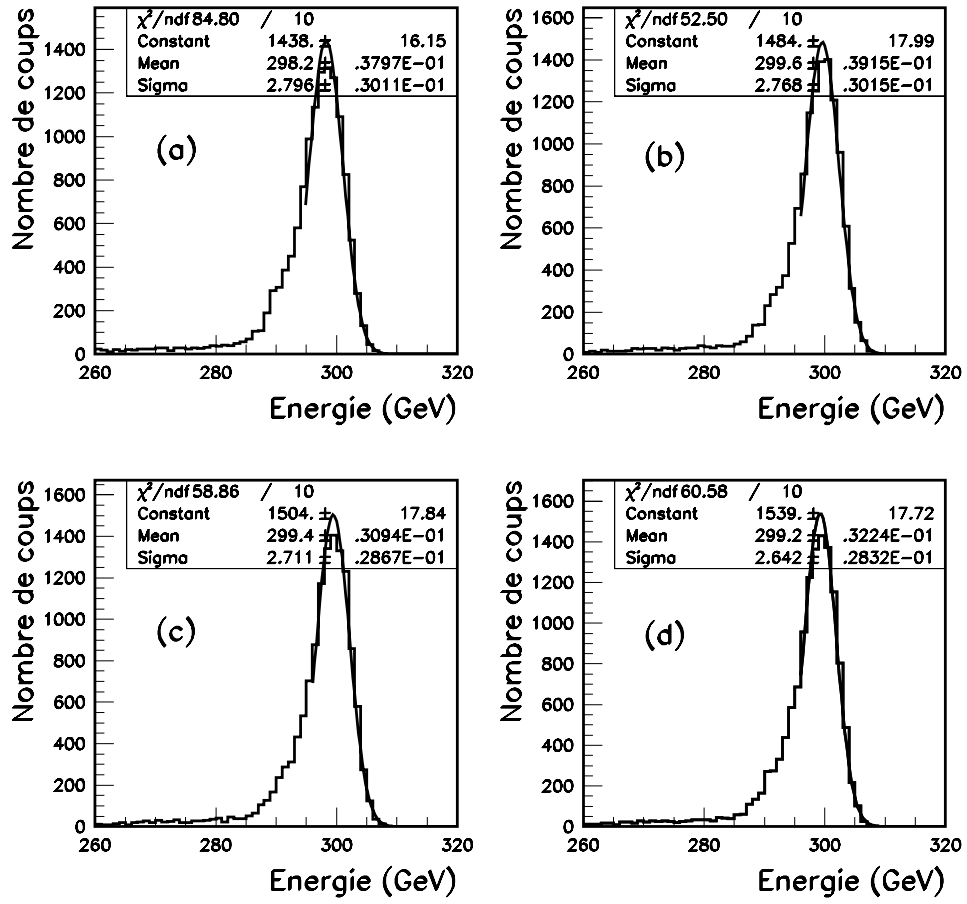


FIG. 5.15 – Distribution de l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique avant les corrections (a), après les corrections en ϕ (b), en η (c) et en temps (d).

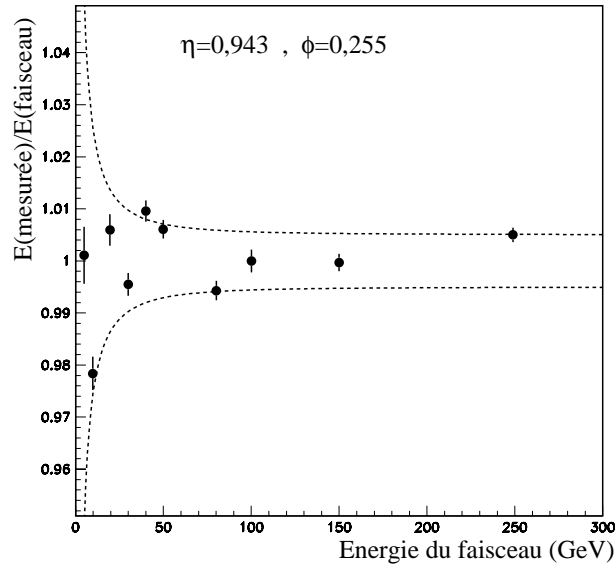


FIG. 5.16 – Linéarité de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ ($1,75 X_0$).

5.3.7 La résolution en énergie

Dans un calorimètre, la formation des gerbes fait intervenir des processus stochastiques, en effet : l'énergie de la particule initiale est obtenue par la somme de signaux provenant de différents processus impliquant de nombreuses particules secondaires. L'incertitude sur la mesure de l'énergie diminue avec le nombre de particules secondaires et donc avec l'énergie de la particule initiale. La précision sur la mesure de l'énergie dans le calorimètre peut être décrite par la relation suivante :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus \frac{B}{E} \oplus C$$

où les trois termes représentent les contributions suivantes :

- A est le terme stochastique dû aux fluctuations statistiques, c'est à dire à la variation du nombre de particules secondaires produites,
- B prend en compte le bruit électronique et les effets d'empilement,
- C est un terme constant caractérisant l'herméticité et l'homogénéité du détecteur.

Les termes A, B et C peuvent être déterminés à partir de l'ajustement de la résolution en fonction de l'énergie par la relation précédente. Or, le terme de bruit dépend des gains des préamplificateurs (haut ou moyen). Celui-ci est choisi en fonction de l'énergie incidente. Pour lever cette dépendance du gain, on détermine le bruit électronique à partir de la mesure de l'écart type des piédestaux. Ceux-ci sont mesurés en déclenchant l'électronique aléatoirement

entre deux paquets de faisceau d'électrons. Dans notre cas, le bruit électronique vaut typiquement 220 MeV en haut gain et 450 MeV en gain moyen.

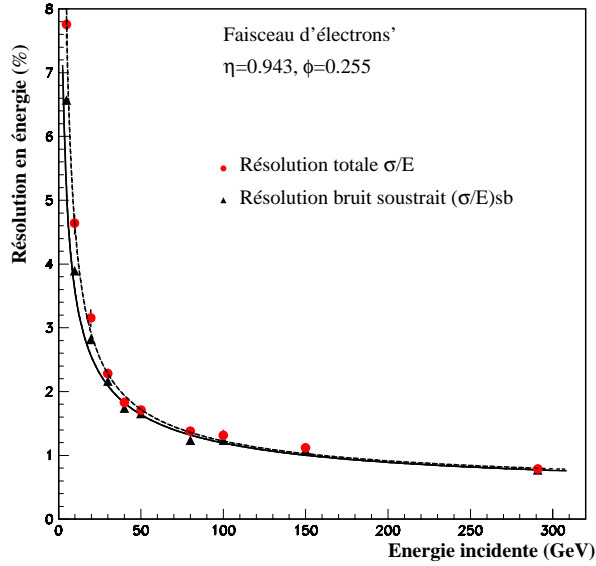


FIG. 5.17 – Résolution en énergie avant et après soustraction du bruit en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$.

La figure 5.17 montre la résolution totale en énergie σ/E et la résolution $(\sigma/E)_{SB}$ obtenue après soustraction du bruit en fonction de l'énergie des électrons incidents à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$. La quantité de matière présente en amont du détecteur en cette position est égale à $1,75 X_0$. Le troisième compartiment n'est pris en compte que pour les énergies incidentes supérieures à 50 GeV. En dessous de cette valeur, les particules perdent pratiquement toute leur énergie dans le pré-échantillonneur, les premier et deuxième compartiments du calorimètre.

5.3.8 Comparaison entre la résolution en énergie mesurée et simulée

En complément de l'analyse des tests en faisceau, je me suis servie d'un programme de simulation qui utilise les codes DICE [34] et ATRECON [35] dans le but de comparer les résultats expérimentaux aux prédictions. Ces deux codes permettent de générer les

événements dus au passage des particules (des électrons dans notre cas) et de reconstruire l'énergie déposée dans les différents compartiments du détecteur. Afin de se mettre dans des conditions similaires à celles des tests en faisceau, les instruments et les matériaux placés devant le détecteur tels que les scintillateurs, le cryostat et l'air sont pris en compte, soit seulement $0,1 X_0$ à $\eta=0$ (voir section 5.3.4). Les événements simulés sont analysés de la même façon que les données réelles.

La figure 5.18 montre la résolution en énergie mesurée comparée à la résolution simulée après soustraction du bruit à $\eta=0,633$. Un écart de plus que 15 % est observé pour les faibles énergies. Ceci peut être dû à la présence d'une quantité de matière en amont légèrement plus importante dans le cas réel que dans les simulations ; les particules de faible énergie sont en effet les plus sensibles à la quantité de matière traversée. J'ai alors ajouté dans le programme de simulation une quantité de matière de $0,1 X_0$ devant le pré-échantillonneur. Les figures 5.19 et 5.20 donnent les résultats obtenus à $\eta=0,633$ et à $\eta=0,943$ après cette modification et montrent une bonne compatibilité entre les simulations et les mesures. J'ai alors maintenu cette quantité de matière, soit $1,2 X_0$ à $\eta=0$, pour le reste des simulations.

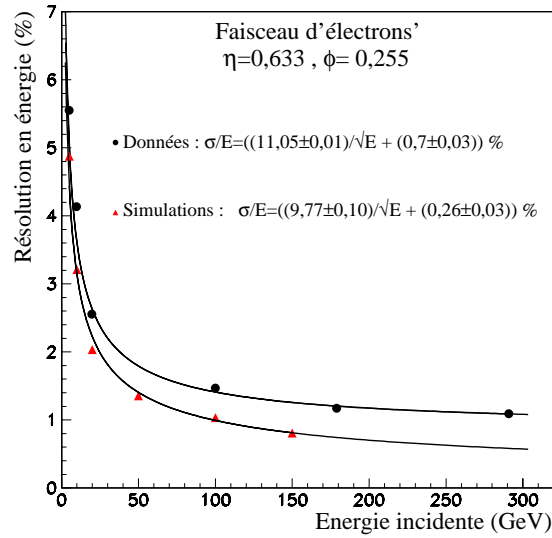


FIG. 5.18 – Résolutions en énergie après soustraction du bruit mesurée et simulée en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,633$ et $\phi=0,255$. La quantité de matière présente en cette position est de $1,32 X_0$

Les valeurs des paramètres A et C déduites à partir de l'ajustement des résolutions par la relation :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{SB} = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus C$$

sont rapportées dans le tableau 5.4.

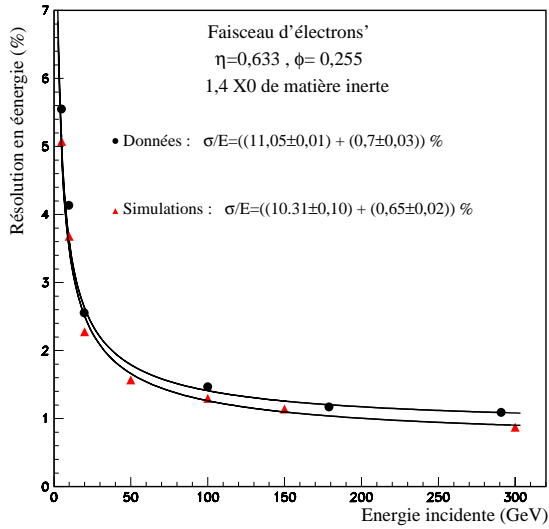


FIG. 5.19 – Résolutions en énergie après soustraction du bruit mesurée et simulée en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,633$ et $\phi=0,255$.

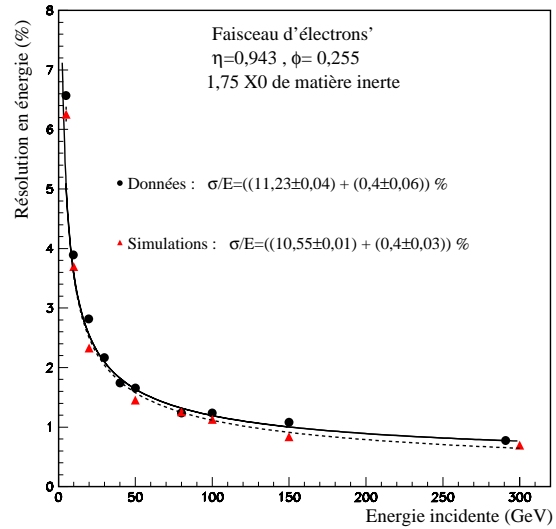


FIG. 5.20 – Résolutions en énergie simulées et mesurées après soustraction du bruit en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$.

TAB. 5.4 – Paramètres obtenus par l'ajustement des résolutions mesurées et simulées à $\eta=0,633$ et à $\eta=0,943$.

	Terme stochastique A (%)		Terme constant C (%)	
	mesures	simulations	mesures	simulations
$\eta=0,633$, $\phi=0,255$	11,05	10,31	0,7	0,65
$\eta=0,943$, $\phi=0,255$	11,23	10,55	0,40	0,40

5.3.9 Les fractions d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans le calorimètre électromagnétique

L'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie nominale du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ est donnée sur la figure 5.21. La comparaison des résultats mesurés et simulés montre un bon accord dans le cas du pré-échantillonneur et du deuxième compartiment du calorimètre, par contre pour le premier compartiment, un écart d'environ 10% est observé. Ceci est dû à une sous-estimation de la matière présente entre le pré-échantillonneur et le calorimètre. En effet, la composition des câbles utilisée dans les simulations était erronée : le cuivre constituant la partie conductrice (âme et tresse de masse) n'était pas pris en compte.

J'ai alors ajouté 30% de cuivre dans la composition des câbles. Avec cette nouvelle géométrie, les fractions d'énergies obtenues dans le pré-échantillonneur et dans les deux premiers compartiments du calorimètre sont données sur la figure 5.22 et sont en accord avec les fractions mesurées.

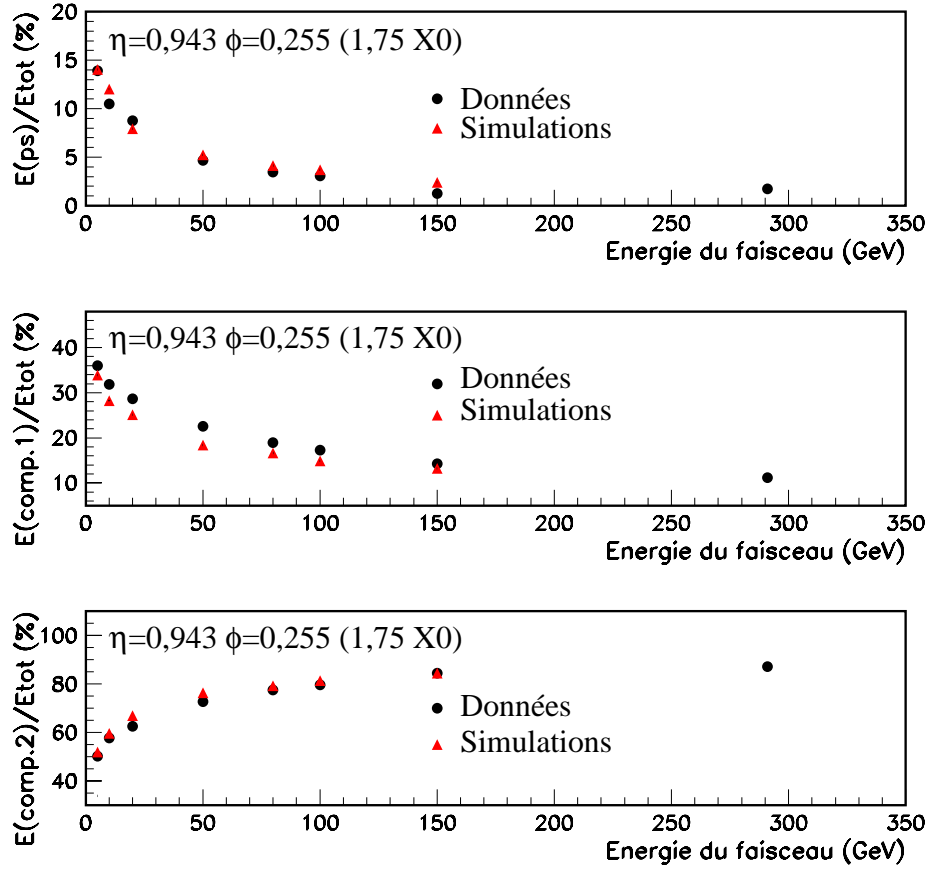


FIG. 5.21 – Fraction d'énergie déposées dans le pré-échantillonneur et dans les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie du faisceau incident à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$.

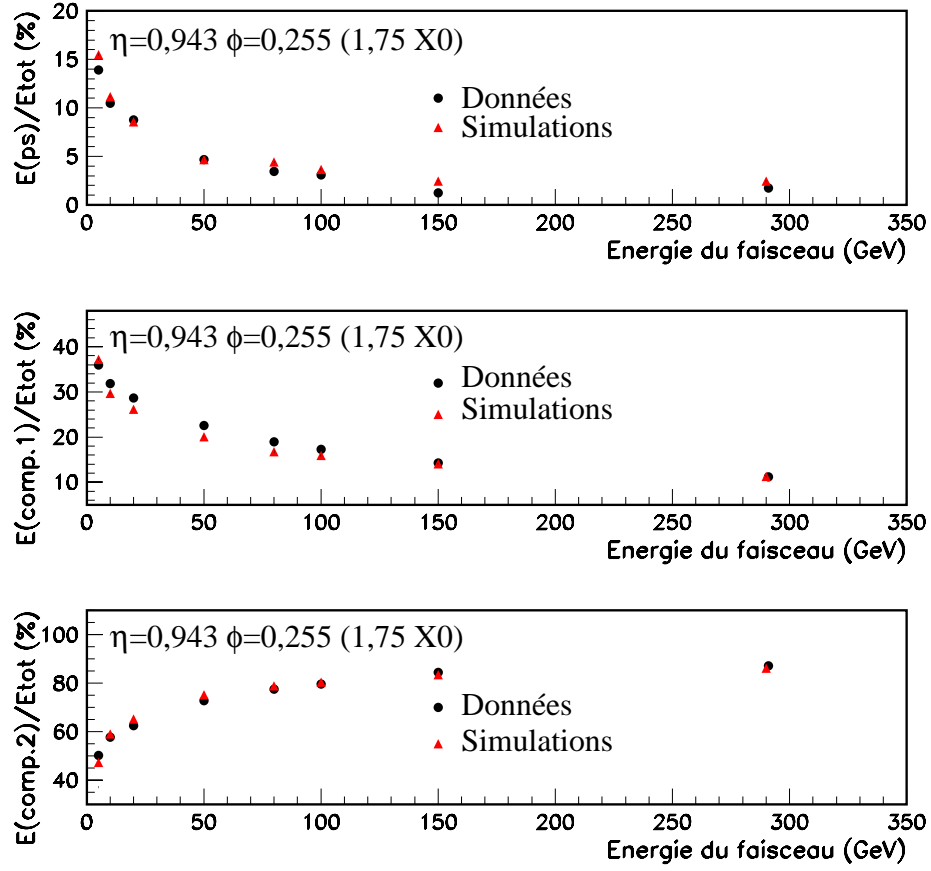


FIG. 5.22 – Fraction d'énergie déposées dans le pré-échantillonneur et dans les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie du faisceau incident à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ après correction de la composition des câbles.

5.3.10 Analyse des données prises avec plus de matière en amont du détecteur

Afin de simuler la quantité de matière qui sera présente devant le calorimètre d'ATLAS, une puis deux plaques de plomb d'épaisseur 4,8 mm ont été placées contre la paroi externe du cryostat à $\eta=0,9$. Des tests ont été effectués avec des faisceaux d'électrons de différentes énergies : de 5 GeV à 150 GeV. L'ajout d'une seule plaque de plomb implique une quantité de matière totale de $2,8 X_0$; c'est à peu près la quantité de matière qui sera présente dans ATLAS à $\eta \simeq 1,15$ (voir figure 2.6). En présence des deux plaques, la quantité de matière morte est de $4,15 X_0$ et correspond à $\eta \simeq 1,4$ dans ATLAS.

5.3.10.1 La linéarité de la réponse du détecteur

Les figures 5.23 et 5.24 montrent le rapport $E_{reconstruite}/E_{nominale}$ respectivement en présence de $2,8 X_0$ et de $4,15 X_0$ de matière devant le calorimètre à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$. Le facteur d'étalonnage global α a été déterminé en prenant comme référence l'énergie mesurée respectivement à 100 GeV et à 50 GeV. Dans les deux cas $\alpha=1,05$. Les deux courbes en pointillés représentent les incertitudes sur l'impulsion du faisceau. Les rapports mesurés sont inclus dans les zones délimitées par les deux courbes d'incertitude sur le faisceau.

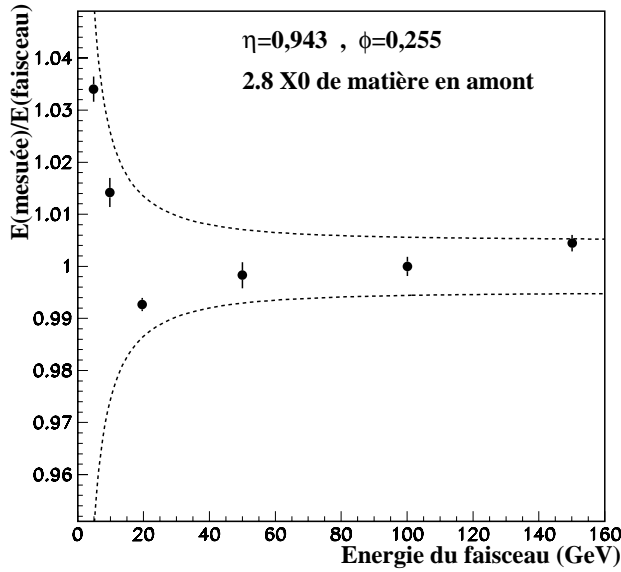


FIG. 5.23 – Linéarité de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ en présence de $2,8 X_0$ de matière inerte.

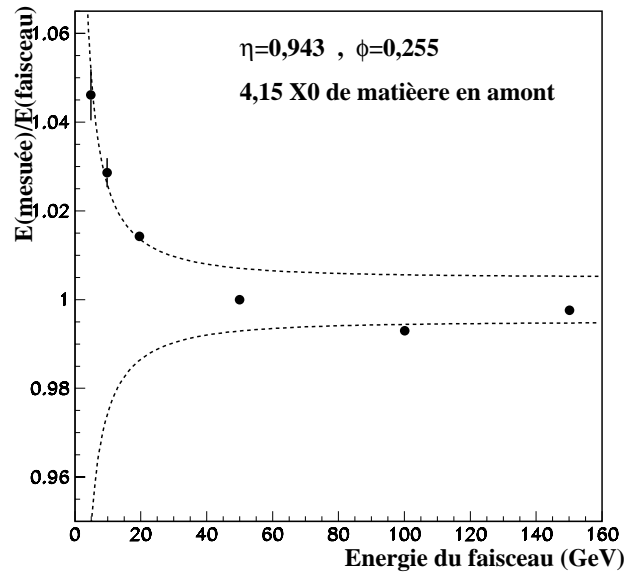


FIG. 5.24 – Linéarité de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ en présence de $4,15 X_0$ de matière inerte

5.3.10.2 Les résolutions en énergie simulée et mesurée

Les résolutions en énergie (après soustraction de bruit) obtenues en présence de $2,8 X_0$ et $4,15 X_0$ de matière inerte sont représentées sur les figures 5.25 et 5.26. Le tableau 5.5 résume les différents paramètres obtenus.

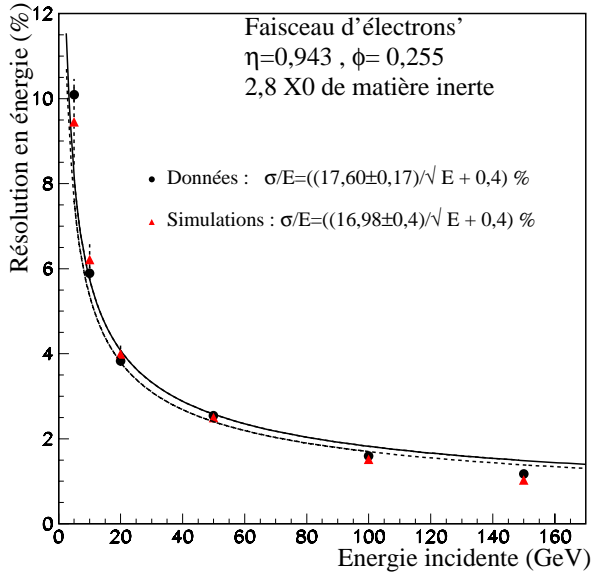


FIG. 5.25 – Résolution en énergie mesurée et simulée en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ en présence de $2,8 X_0$ de matière inerte en amont.

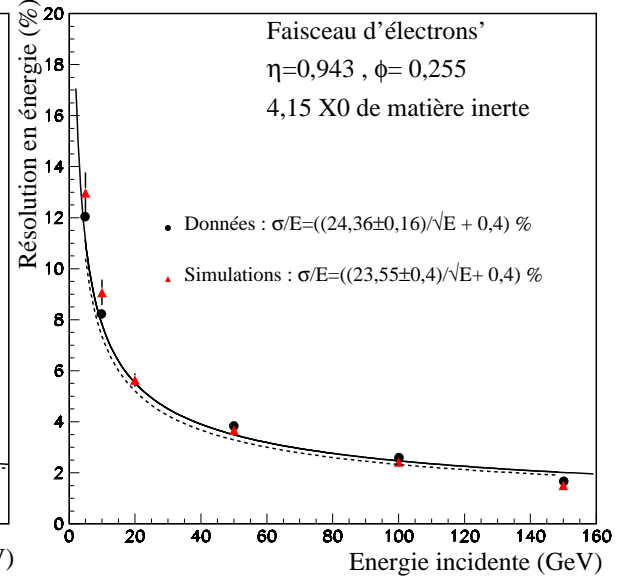


FIG. 5.26 – Résolution en énergie mesurée et simulée en fonction de l'énergie du faisceau à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ en présence de $4,15 X_0$ de matière inerte en amont .

TAB. 5.5 – Termes A et C obtenus par ajustement de la résolution en fonction de l'énergie à $\eta=0,943$ et $\phi=0,255$ en présence de $2,8 X_0$ et de $4,15 X_0$ de matière inerte devant le détecteur.

Quantité de matière	Données			Simulations		
	W_0	A(%)	C(%)	W_0	A(%)	C(%)
$2,8 X_0$	2	17,60	0,4	1,5	16,98	0,4
$4,15 X_0$	2,5	24,36	0,4	2	23,55	0,4

On remarque un bon accord entre les résolutions simulées et mesurées pour les deux quantités de matière.

5.3.10.3 Les fractions d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans le calorimètre électromagnétique

Les fractions d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans les deux premiers compartiments du calorimètre en présence de $2,8 X_0$ et $4,15 X_0$ de matière en amont sont données sur les figures 5.27 et 5.28.

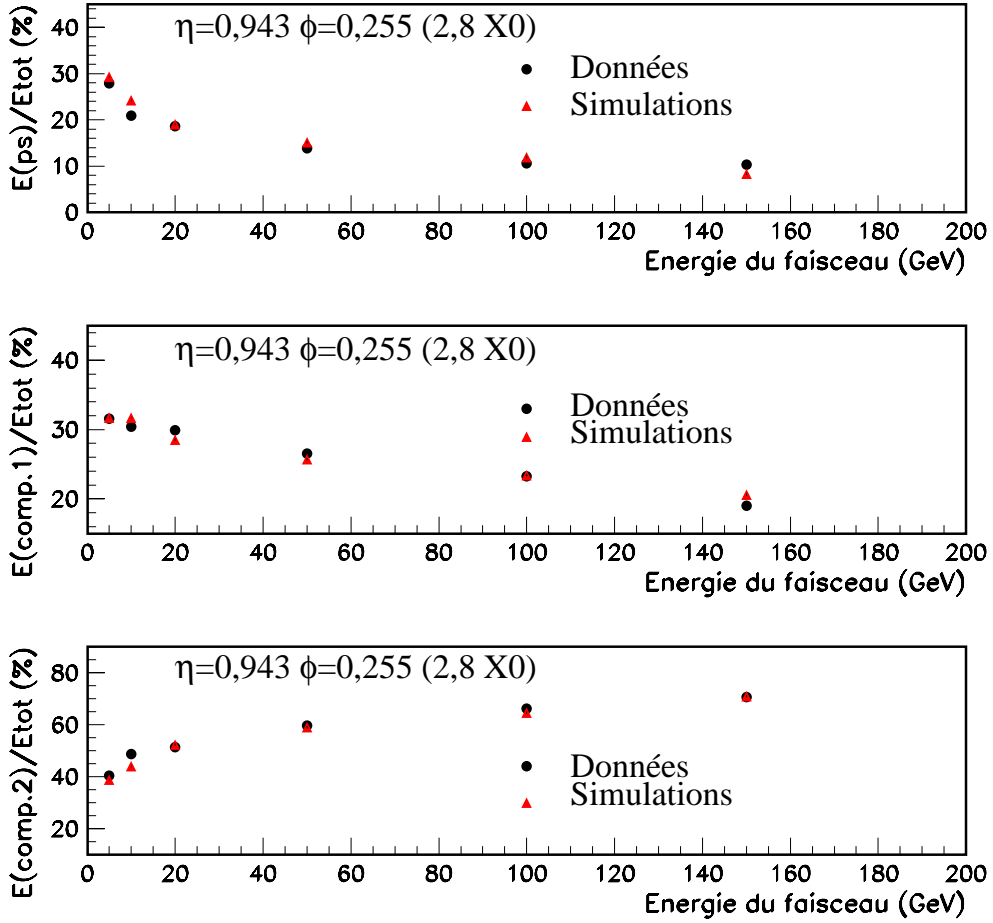


FIG. 5.27 – Les fraction d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans les 2 premiers compartiments du calorimètre.

On remarque que les données sont compatibles avec les simulations Monte-Carlo.

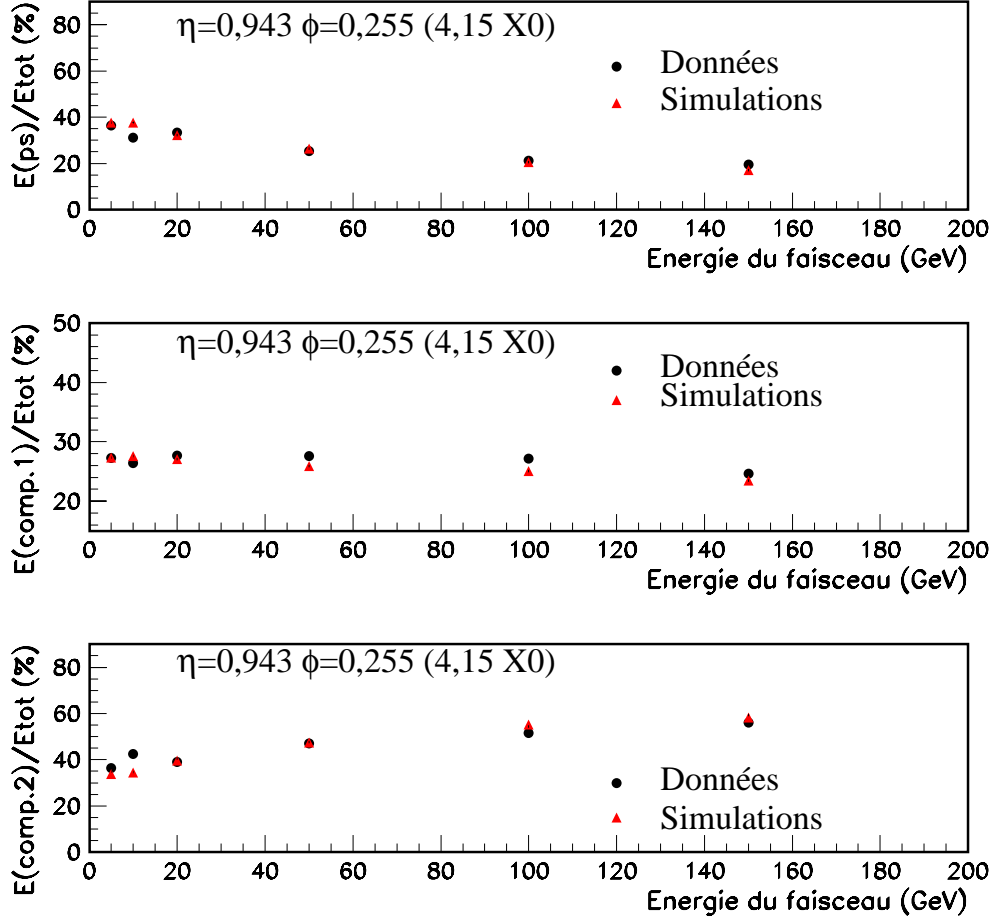


FIG. 5.28 – Fraction d'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans les 2 premiers compartiments du calorimètre lorsque $4,15 X_0$ de matière inerte est présente devant le détecteur.

5.3.11 La largeur des gerbes dans le calorimètre

La largeur d'une gerbe dans le calorimètre est obtenue par l'écart quadratique moyenné de la distribution de la gerbe autour de son barycentre dans chacune des couches de détection. Le tableau 5.6 donne les valeurs obtenues pour des électrons de 100 GeV. Les écarts entre les données et les simulations sont très faibles et pourraient provenir de la différence entre les dispositions réelle et simulée de la matière inerte. À noter que là aussi la compatibilité entre les mesures et les simulations a nécessité la prise en compte du cuivre du câblage entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment du calorimètre.

TAB. 5.6 – Largeurs des gerbes mesurées et simulées pour trois quantités de matière présentes en amont du détecteur. Les valeurs sont données en unités de cellules de détection de chaque compartiment.

Quantité de matière	Type de données	Pré-échantillonneur	Compart. 1	Compart. 2	Compart. 3
1,75 X ₀ de matière	mesure	0,47	2,38	0,51	0,48
	simulation	0,50	2,40	0,40	0,52
2,8 X ₀ de matière	mesure	0,52	2,50	0,52	0,47
	simulation	0,54	2,43	0,52	0,60
4,15 X ₀ de matière	mesure	0,56	2,58	0,53	0,48
	simulation	0,58	2,88	0,56	0,58

5.3.12 L'uniformité de la réponse

Uniformité de la réponse du calorimètre

L'uniformité de la réponse du calorimètre est mesurée en envoyant un faisceau d'électrons d'une énergie donnée dans les différentes régions du calorimètre (de $\eta=0,02$ jusqu'à $\eta=1,26$). Les résultats qui seront présentés dans cette section sont obtenus pour un faisceau d'électrons de 100 GeV à $\phi=0,255$. La figure 5.29 montre la variation du rapport entre l'énergie totale moyenne reconstruite dans le calorimètre et l'énergie incidente en fonction du barycentre en η des cellules touchées comparée aux résultats de simulation. Le facteur d'étalonnage globale (voir section 5.3.1) vaut :

$$\begin{aligned}
 \text{Pour les données} \quad \alpha &= \begin{cases} 0,995 & \text{à } \eta < 0,8 \\ 1,003 & \text{à } \eta \geq 0,8 \end{cases} \\
 \text{Pour les simulations} \quad \alpha &= \begin{cases} 1 & \text{à } \eta < 0,8 \\ 1,022 & \text{à } \eta \geq 0,8 \end{cases}
 \end{aligned}$$

Je rappelle qu'à $\eta=0,8$ l'épaisseur des absorbeurs du calorimètre passe de 1,5 mm à 1,1 mm.

Dans le cas des données, on observe un écart maximum entre les rapports mesurés d'environ 5%. Cet écart peut être dû :

- 1 - soit à des effets liés à la structure du dispositif de détection et de transmission des signaux tels que les mauvaises connexions de masse, l'existence de capacités parasites et la diaphonie,
- 2 - soit à des erreurs sur la détermination de l'amplitude maximale du signal.

Dans cette dernière hypothèse, plusieurs facteurs peuvent intervenir, parmi lesquels :

- la stabilité du faisceau en fonction du temps,
- la stabilité de la haute tension,
- la stabilité de la température d'argon liquide,
- la fraction d'électrons dans le faisceau,
- la qualité des informations données par les chambres à faisceaux et les scintillateurs sur lesquelles se basent les coupures.

Afin de mieux comprendre et de corriger cet effet, deux campagnes de mesure ont été effectuées en mai et août 2000 avec de nouvelles cartes de sommation et nouvelles cartes-mères. L'analyse est actuellement en cours.

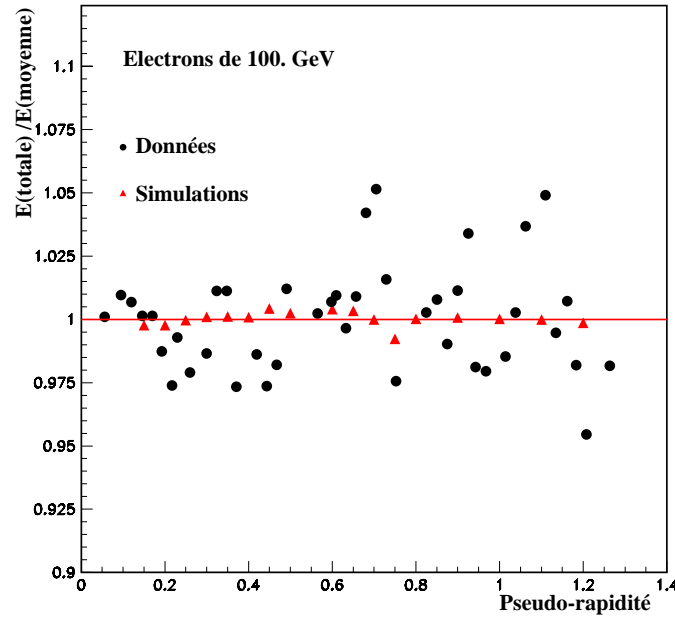


FIG. 5.29 – Rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie moyenne pour des électrons de 100 GeV ($\phi=0,255$).

Les figures 5.30 et 5.31 montrent les variations en fonction de la pseudo-rapidité de la résolution en énergie et du bruit mesurés pour le système calorimètre+pré-échantillonneur.

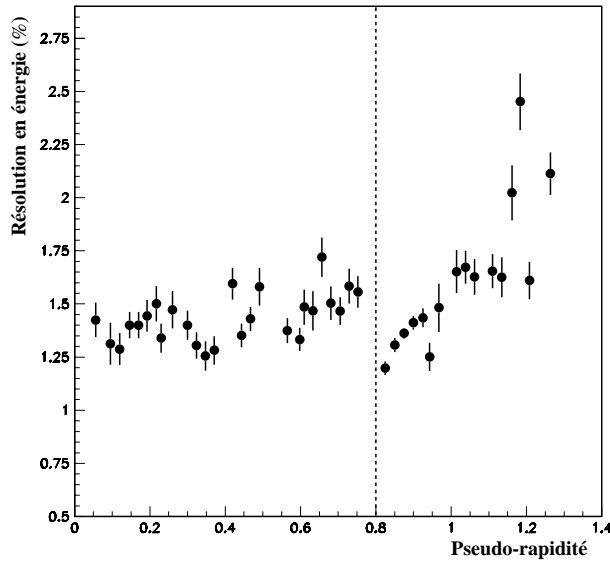


FIG. 5.30 – Variation de la résolution en énergie en fonction de la pseudo-rapacité pour un faisceau d'électrons de 100 GeV.

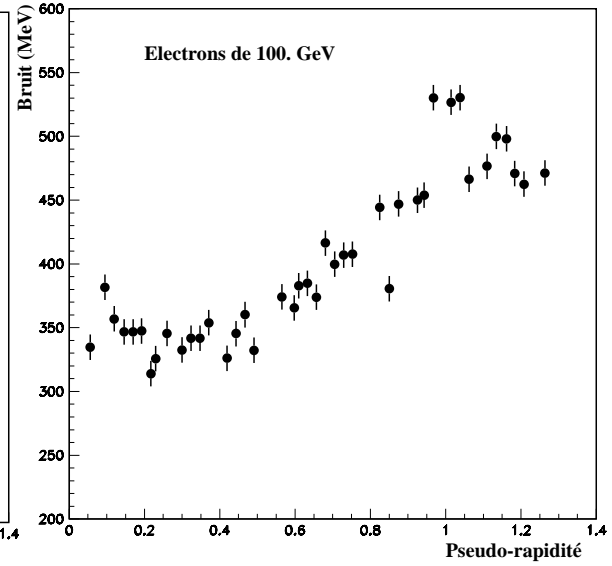


FIG. 5.31 – Variation du bruit en fonction de la pseudo-rapacité pour un faisceau d'électrons de 100 GeV.

La croissance observée sur les deux figures est due respectivement à l'augmentation avec η de la quantité de matière traversée (avec une cassure à $\eta=0,8$ due à la diminution de l'épaisseur des plaques de plomb des absorbeurs du calorimètre) et à l'augmentation de la capacité de détection.

Uniformité de la réponse du pré-échantillonneur

L'énergie déposée dans le pré-échantillonneur en fonction de la pseudo-rapacité est donnée sur la figure 5.32. La croissance observée en fonction de η est due d'une part à l'augmentation de la quantité de matière présente devant le détecteur, et d'autre part à l'augmentation de l'épaisseur d'argon actif traversée par les particules : ces deux quantités sont proportionnelles à $\cosh(\eta)$. On remarque toutefois des valeurs plus basses pour les cellules situées à $0,3 < \eta < 0,5$: lors de la prise des données, la présence d'une vis faisant partie du support du cryostat dans cette zone a nécessité de lever à la fois le cryostat et le faisceau de 2 ou 3 cm vers le haut par rapport à leur position d'origine. Il est probable que les réglages ainsi réalisés dans cette zone ont eu des conséquences sur la configuration de la ligne de faisceau et en particulier sur la quantité de matière traversée. Une quantité de matière de $0,1 X_0$ en moins (soit 8,9 mm d'aluminium ou 1,8 mm de fer) permettrait d'expliquer l'écart observé.

5.4 Conclusion

Notons pour conclure ce chapitre que les performances en faisceau du pré-échantillonneur sont très proches de ce qui était attendu et n'ont pas montré de problèmes majeurs. La comparaison entre les mesures et les simulations Monte Carlo des énergies déposées dans le détecteur a montré une bonne compatibilité entre les simulations et les mesures après l'ajout de $0,1 X_0$ de matière devant le pré-échantillonneur et la correction de la composition des câbles situés devant le calorimètre. L'analyse des données prises avec des faisceaux d'électrons de différentes énergies a montré une bonne linéarité de la réponse du détecteur. Les résolutions en énergie obtenues en présence de trois quantités différentes de matière en amont sont en accord avec les simulations. Toutefois, l'énergie mesurée à différentes positions a montré des modulations pouvant aller jusqu'à 5 %. Des modifications ont été effectuées sur les cartes-mères et les cartes de sommation du calorimètre électromagnétique et devront permettre d'améliorer l'uniformité de la réponse des différentes cellules. Cette dernière étude est actuellement en cours.

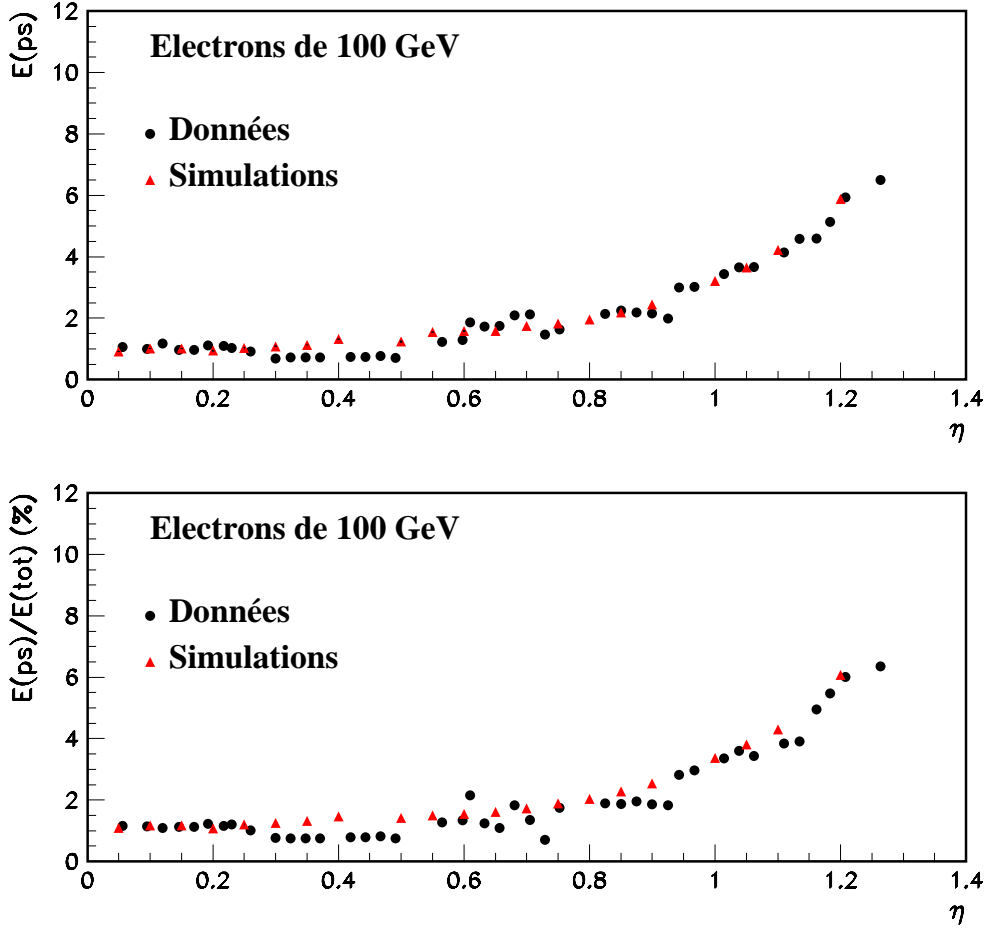


FIG. 5.32 – En haut : énergie déposée dans le pré-échantillonneur en fonction de la pseudo-rapacité, en bas : rapport entre l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et l'énergie totale mesurée dans le calorimètre pour des électrons de 100 GeV. Les résultats de simulation sont donnés sur les mêmes figures.

Conclusion

Durant mes 3 années de thèse, j'ai participé aux tests et à l'étude des performances du pré-échantillonneur central du détecteur ATLAS.

Le pré-échantillonneur consiste en une couche d'argon qui sera placée sur la face interne du calorimètre électromagnétique et qui servira à améliorer la résolution en énergie du calorimètre en prenant en compte la quantité de matière inerte située en amont. Celle-ci augmente avec la pseudo-rapacité : elle vaut environ $1,8 X_0$ à $\eta=0$ et $4,4 X_0$ à $\eta=1,5$. Ces valeurs sont loin d'être négligeables et nécessitent une correction surtout pour les particules de faible énergie ($E < 200$ GeV).

Dans le cadre de cette étude, j'ai tout d'abord participé à la conception des cartes-mères et du système d'étalonnage qui leur est associé. Mon travail a ensuite consisté à établir les tests nécessaires pour valider les différents composants du pré-échantillonneur (modules, cartes-mères, etc.) durant les diverses phases de construction. Ces tests permettront de corriger toute anomalie avant l'assemblage en secteurs. La validation d'un secteur a nécessité la mise en place d'un banc de test automatisé permettant d'étudier la tenue à la haute tension, de vérifier les connexions (par injection de signaux tests dans le système d'étalonnage et dans les lignes de haute tension) et de mesurer le bruit des 122 cellules de détection. Les mesures sont prises tout d'abord à température ambiante et ensuite dans l'azote liquide afin de s'approcher des conditions de fonctionnement du pré-échantillonneur dans ATLAS. Ces tests doivent être fiables, faciles à mettre en œuvre et suffisamment sensibles pour mettre en évidence toute anomalie. Le but de ces tests est de valider dans le futur tous les secteurs montés à l'ISN. Ces secteurs seront ensuite stockés, éventuellement sans autres contrôles, avant d'être définitivement montés au CERN sur la face avant du calorimètre.

À ce jour, deux secteurs du pré-échantillonneur ont été construits dans leur version finale. Leur assemblage a suivi à peu près le cycle envisagé pour la construction en série et ne s'est pas heurté à de grosses difficultés. En plus de vérifier le fonctionnement du pré-échantillonneur, le banc de test a permis l'étude de divers points (forme du signal, effet de diaphonie, etc...) permettant ainsi la compréhension des mécanismes mis en jeu et leur optimisation. Ainsi, le bruit est légèrement supérieur à un MIP (signal produit par une particule au minimum d'ionisation) soit environ 50 nA dans notre cas. Les effets de diaphonie

ne dépassent pas le pourcent et sont plutôt de quelques millièmes. Les deux secteurs ont été ensuite montés sur la face interne d'un module du calorimètre électromagnétique et testés pour la première fois en faisceau au CERN en 1998. Cette toute première prise de données a permis d'étudier les performances techniques du détecteur : tenue à la haute tension, forme du signal, étude du bruit, etc... Les mesures effectuées au CERN sont en accord avec celles effectuées à l'ISN et ont montré que les performances du pré-échantillonneur répondaient aux exigences attendues.

En août 99, le système composé des deux secteurs et d'un module du calorimètre a été de nouveau testé au CERN. L'analyse des données prises en faisceau a montré que le pré-échantillonneur remplissait bien son rôle : en optimisant le poids du pré-échantillonneur, on a noté une amélioration de la résolution en énergie de l'ensemble d'environ 60% pour des électrons de 50 GeV à $\eta=0,943$ ($2,8 X_0$). Les simulations concernant le dépôt d'énergie et la résolution en énergie de l'ensemble du système calorimètre plus les deux secteurs du pré-échantillonneur ont montré un assez bon accord entre mesures et prédictions en présence de $1,75 X_0$, $2,8 X_0$ et $4,15 X_0$ de matière en amont du détecteur. Les données prises avec des faisceaux d'électrons ont montré qu'à basse énergie, le rapport énergie perdue par la particule en amont du calorimètre sur l'énergie totale est non négligeable. Ce rapport vaut environ 30 % pour des électrons de 5 GeV lorsque la quantité de matière est de $2,8 X_0$, et dépend à peu près linéairement de la quantité de matière présente en amont. L'étude de l'uniformité et de la réponse du pré-échantillonneur à un signal test a confirmé le bon fonctionnement de toutes les voies.

La construction en série des 64 secteurs a commencé en juin 2000 et durera approximativement 2 ans.

Enfin, pour terminer, ajoutons que les dernières mesures indirectes du LEP ¹ octroient au boson de Higgs une masse à peine supérieure à une centaine de GeV ; dans ce cas le pré-échantillonneur pourrait jouer un rôle essentiel dans la détection du Higgs à partir de sa désintégration en deux photons.

¹La combinaison des résultats des 4 expériences du LEP est régulièrement réactualisée sur le WEB : <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots>

Résumé

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la construction du pré-échantillonneur central qui équipera le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS au LHC. Le pré-échantillonneur consiste en une couche active de 11 mm d'argon liquide dont le rôle est de prendre en compte la perte d'énergie des particules dans la matière présente en amont du calorimètre.

Une série de tests a été élaborée afin de contrôler les différents composants du pré-échantillonneur. Deux secteurs (1/32 du détecteur), dans leur version finale, ont été construits par la collaboration ATLAS-pré-échantillonneur puis montés à l'ISN de Grenoble. Ils ont ensuite été testés à température ambiante et dans de l'azote liquide à l'aide d'un banc de test approprié. Les performances : tenue à la haute tension, réponse électronique à un signal test, bruit des cellules de détection, diaphonie, etc... sont conformes aux exigences. Ces deux secteurs ont été ensuite montés au CERN devant un module du calorimètre électromagnétique et testés en faisceau en 1998 et en 1999. L'analyse des données prises lors de ces tests, comparée aux simulations Monte Carlo, a montré que le pré-échantillonneur accomplit parfaitement son rôle. La résolution en énergie du système pré-échantillonneur plus calorimètre en fonction de la quantité de matière placée en amont a été mesurée, ainsi que la linéarité et l'uniformité de la réponse de l'ensemble du système.

Abstract

This study was made in the framework of the construction of the barrel presampler which will equip the front face of the ATLAS electromagnetic calorimeter. The presampler consists of a thin active layer of 11 mm liquid argon. Its purpose is to take into account the energy loss of particles in the upstream material.

A series of tests has been elaborated in order to check different presampler components. Two presampler sectors (1/32 of the detector) have been constructed in their final version by the ATLAS-presampler collaboration and assembled at ISN in Grenoble, where they were tested at room and liquid nitrogen temperatures using a dedicated test bench. The performances : high voltage behaviour, electronic response to a testpulse, noise of the detection cells, cross-talk, etc... satisfy the requirements. Then, these two sectors were mounted at CERN in front of one electromagnetic calorimeter module and tested in a beam in 1998 and 1999. Testbeam data analysis, compared to Monte Carlo simulations, have shown that the presampler performs its role correctly. Energy resolution as a function of the amount of upstream material, linearity and uniformity have been measured for the presampler plus electromagnetic calorimeter system.

Bibliographie

- [1] The European Physical Journal C, volume 3 (1998).
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett 19 (1967) 1264.
A. Salam et J.C. Ward, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 168.
A. Salam, dans Elementary Particle Theory, Ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, 1968).
G. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 569.
- [3] S. Franck and Jr. Crawford,
Ondes, Berkeley : cours de physique, volume 3 (Armand Collin, 1972).
- [4] W. Greiner and B. Müller,
Gauge theory of weak interactions (Springer, 1996).
- [5] F. Martin, Journal de Physique. Colloque C3, 99 (1980).
- [6] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B33 (1971) 173 ; Nucl. Phys. B35 (1971) 167 ; Nucl. Phys. B35 (1971) 579.
- [7] P. Taxil, école d'été de physique des particules, GIF 1990, p.102.
- [8] P. Fayet et S. Ferrara, Phys. Report 5 (1977) 249.
- [9] A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model (LEP). CERN-EP-2000-016, jan. 2000.
- [10] F. Gianotti, ATLAS Note : ATL-PHYS-99-001.
- [11] L. Vacavant et I. Hinchliffe, LBNL-45198, ATL-PHYS-2000-016.

- [12] A. Ferrari et al., Phys. Rev. D (publication accepté).
 A. Ferrari, thèse de l'université Joseph Fourier de Grenoble, ISN 99.31
 J. Collot et A. Ferrari, ATLAS Note : ATL-PHYS-99-018.
 J. Collot et A. Ferrari, ATLAS Note : ATL-PHYS-98-124.
 J. Collot et M. Wielers, ATLAS note : ATL-PHYS-97-097.
- [13] CERN/LHCC/99-14, ATLAS TDR 14 (1999).
- [14] B. Aubert et al. (RD3 collaboration), Nucl. Instr. Meth. A 330 (1993) 405-415.
- [15] ATLAS Collaboration, Letter Of Intent, CERN/LHCC/92-4.
- [16] R.A. Davis et al. (RD3 collaboration), Nucl. Instr. Meth A 385 (1997) 47-57.
- [17] G. Mahout, thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, ISN 95.09.
- [18] J.Y. Hostachy on behalf of the ATLAS collaboration, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) 61B (1998) 89.
- [19] ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43.
- [20] H. Chakir et al., ATLAS Note : ATL-LARG-98-100.
- [21] J.Y. Hostachy et J. Collot, ATLAS Note : ATL-LARG-98-090.
- [22] J.Y. Hostachy et al., ATLAS Note : ATL-LARG-98-103.
- [23] J. Collot et al., Nucl. Instr. Meth., A 350 (1994) 525.
 Nucl. Instr. Meth., B134 (1998) 217.
 M-L. Andrieux et al., Nucl. Instr. Meth., A 427 (1999) 568.
 Nucl. Instr. Meth., B (Proc. Suppl.) 61B (1998) 582.
 Ph. Martin on behalf of the ATLAS collaboration, ATLAS Note : ATL-LARG-96-052.
- [24] M-L. Andrieux et al., ATLAS Note : ATL-LARG-98-105.
- [25] A. Belymam, thèse de l'Université Hassan II Aïn Chock de Casablanca, D01/99.
- [26] A. Ferrari, ATLAS Note : ATL-LARG-99-016.

- [27] B. Belhorma et al., ATLAS NOTE : ATL-LARG-98-109.
- [28] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni et P. Zanmarini
Physics Analysis Workstation, Application Software Group,
Computing and Networks Division, CERN Geneva, Switzerland
- [29] R. Brun, F. Rademakers
<http://root.cern.ch>
- [30] R-L. Chase et al., ATLAS Note : ATL-LARG-10.
- [31] C. de La Taille, ATLAS Note : ATL-LARG-035.
- [32] J-Y. Hostachy et al., ATLAS Note : ATL-LARG-99-012.
- [33] R. Zitoun, ATLAS Note : ATL-LARG-99-006.
- [34] Page WEB : http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DOCUMENTS/DICE_320/dice320.html
- [35] Page WEB : <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DOCUMENTS/reconstruction.html>